IODICAL
7(4)
17(4)

日本海洋學會誌

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

LIBRARY
JUL 23 1962
FISH & WILDLIFE SERVICE

Volume 17, Number 4 DECEMBER 1961

CONTENTS

鳥羽良明: 海面における気泡の破裂による海水滴の生成についてIII.風洞水槽による研究(要報)169-178

高野健三: 海水の定常大循環 II 179-189

高野健三: 無限に長い海での表面密度の緯度の変化..... 190-196

森安茂雄: 串本, 浦神の月平均潮位差について 197-200

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究VI. 浦之内湾および須崎湾におけるモリブデンの分布について..... 201-204

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究VII. 浦戸湾におけるモリブデンの分布について.. 205-207

輿水直文: 海水の塩素量の測定に関する分析化学的研究 I. Knudsen 方式の塩素量の測定の分析誤差と補正値 k の算出法 208-214

寄稿..... 215-222

録事..... 223

総目次..... 225-227

Y. TOBA: *Drop Production by Bursting of Air Bubbles on the Sea Surface III. Study by Use of a Wind Flame (Short Report)* 169-178

K. TAKANO: *Circulation General Permanente dans les Oceans. -Deuxieme partie (suite)*-179-187

K. TAKANO: *Distribution de Densite a la Surface d'un ocean de longeur Indefinie en Fonction de Latitude* 190-196

S. MORIYASU: *Ou the Difference iu the Monthly Sea Level betweeu Kushimoto aud Uragami Japan*..... 197-200

Y. IMAI: *Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements VI. On the Distribution of Molybdenum in Sea Water in Uranouchi Bay and Susaki Bay* 201-204

Y. IMAI: *Oceanographical Studies on the Behavior of Chemical Elements VII. On the Distribution of Molybdenum in Sea Water in Urado Bay* 205-207

N. KOSHIMIZU: *The Study on Chlorinity Determinations. I. The Errors in the Chemical Determination by the Knudsen Method and the Method of Calculations of the Correction "k"*208-214

Correspondences 215-222

Proceedings 223

Contents of Volume 17 225-227

Published quarterly by the

Oceanographical Society of Japan

c/o Geophysical Institute, University of Tokyo

Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

日本海洋学会

日本海洋学会誌編集委員会

委員長　菱田耕造（気象研究所）
委　員　星野通平（水路部）
　　市村俊英（東京教育大学）
　　梶浦欣二郎（東京大学）
　　森田良美（東京水産大学）
　　南日俊夫（気象研究所）
　　杉浦吉雄（気象研究所）
　　宇田道隆（東京水産大学）
　　宇野木早苗（気象研究所）

日本海洋学会誌投稿規定

1. 投稿資格　報文の投稿者は，原則として本会々員に限る。但し会員外の協同研究者を含むことは差支えない。

2. 報文の受理　編集委員会が報文を受理した日をもつて受理日と定める。尚受理報文は，原則としてすでに公の会で講演されたもので，未印刷のものに限る。特に日本海洋学会の年会又は月例会で講演されたものであることが望ましい。原稿には講演の年月日・会名・場所を附記されたい。

報文の原稿は，東京都文京区向ケ丘弥生町東京大学理学部地球物理学教室内 日本海洋学会事務局 宛直送のこと。

3. 報文の用語　報文は，和文又は欧文（原則として英語）の何れでもよい。

4. 原稿の書き方　報文は簡潔にわかり易く書き，図表を含めて**印刷頁で 12 頁以内**（和文では 400 字詰原稿用紙図表を含めて約 54 枚以内，欧文では通常のタイプライター用紙に，ダブル・スペース 25 行で，図表を含めて約 30 枚以内）を原則とし，それを超える時は，1 頁につき 1,500 円の実費を申受ける。**なお著者は必ず原稿の写しを保管しておくこと。**

原稿を書く時には，次のことがらに留意されたい。

（a）　和文原稿は，原稿用紙に読み易い字体で書き，欧文原稿は厚手の用紙にダブル・スペースでタイプすること。

（b）　報文の始めには，題名・著者名・所属機関名を明示すること。和文（英文）原稿では，之等の項目を英文（和文）でも附記すること。

（c）　論文には，**和文・欧文いずれも必ず英文の要約をつけること。**

（d）　図はそのまま版下になるように，黒インク又は墨で書くこと。図の大きさ（特に図の中の数字等）は印刷時の縮少を考慮して書くこと。

（e）　図及び表は必要なもののみに限る。

（f）　図及び表には必ず説明をつけ，和文原稿でも図表の説明は英文で書くこと。

（g）　数式は行を開けて，明瞭に書くこと．

（h）　引用文献は，報文の最後にまとめてつけ，和文の場合には通し番号をつけ番号順に，欧文の場合には，著者のアルファベット順に並べること。

例

和文　3) 深海太郎 (1960): 黒潮の変動について，日本海洋学会誌，**16** (5)，250-260.

英文　SHINKAI, TARO (1960): On the fluctuation of the Kuroshio. Jour. Oceanogr. Soc., Japan, **16** (5), 250-260.

（i）　人名（和文中の外国人名を含む）はスモール・キャピタルを用いる。

5. 編集　日本海洋学会誌の編集は，編集委員会で行う。編集委員会は，事情により原稿中の字句の加除訂正を行い，或いは著者に請求することがある。内容の如何によつては，原稿を受理しないことがある。初校は原則として著者が行う。

6. 別刷　論文及び寄稿には一編につき 50 部の別刷を無料で著者に進呈する。これ以上の部数に対しては，実費（送料を含む）を徴収する。

7. 発刊予定日

第1号は3月末日　第2号は6月末日
第3号は9月末日　第4号は12月末日である。

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4 December 1961

海面における気泡の破裂による海水滴の生成について III
風洞水槽による研究 (要報)*

鳥　羽　良　明**

Drop Production by Bursting of Air Bubbles on the Sea Surface. III
Study by Use of a Wind Flume (Short Report)

Yoshiaki TOBA

Abstract: A wind flume experiment and studies based on it, on the air entrainment in wind waves and the droplet production from them, are described. When the wind speed exceeds about 13 m·sec^{-1} (at 10 m level), small wavelets in which surface tension exerts to a considerable degree and which have a profile that peaks downward, begin to enclose air bubbles at their troughs on crests of underlying gravity waves. Small droplets measured in the air above wind waves are confirmed to be produced by bursting of the air bubbles entrained in wind waves, and the production rate of droplets of each size grade is determined. Droplets carried up into the upper air or transported for long distances are shown to be produced mostly by *shuttering of film* of bubbles of several mm, and they have diameters smaller than a few tens micron, while droplets produced through *jet mechanism* are large and fall shortly. Concentration-size distribution of the droplets in the air directly above the sea surface, and salt mass density-salt mass distribution of sea-salt nuclei at various heights, are derived theoretically from the results of the experiment. After some modification, it nearly represents the actual distribution of giant sea-salt nuclei in the atmosphere. The production rate of droplets of each size grade, and its dependence on wind speed, are checked also by data of a field observation. The dependence on wind speed u (m·sec^{-1} at 10m level) is expressed by $\exp(0.40u)$ for u between 15 and 23 m·sec^{-1}. Also, the coefficient of mixing in wind waves is estimated from the distribution of the entrained air bubbles in wind waves.

1. まえがき

大気中の凝結核の一部，特に，暖かい雨の種となる巨大海塩核は，海面に起源をもつと考えられ，しかも，それは波頭のちぎれた大きな水滴ではなく，気泡が破裂する際に生ずる微水滴からできるものと想像されるので，海水面で個々の気泡が破裂する際の水滴生成の様相に関して，すでにいくつかの研究なされてきた。しかし，海水中に気泡が捕捉され，海水滴が生成される現実の過程はほとんど未開拓である。

そこで，比較的大規模な風洞水槽を用いて空気が風波に捕捉される過程をとらえ，気泡と風波上の気流中の水滴をそれぞれ測定して両者を照合し，さらに理論的考察によつて，これを大気中の現実の海塩粒子分布と結びつけようとした。

実験には，水槽の損傷を避けるため，海水の代りに水道水を用いた。したがつて，大気海洋の境界における現象との間に，なんらかの相違があるかもしれない。しかし，粘性，表面張力等の物理的要素が本質的に関与する現象であるかぎり，重大な相違に見いだされないであろう。

* 1961 年 9 月 8 日受理
** 京都大学理学部地球物理学教室 Geophysical Institute, Kyoto University.

2. 実験への前提

2.1. 気泡の破裂による水滴生成について

海水あるいは真水の表面における気泡の破裂による水滴生成に関するいくつかの研究結果から，その機構には少なくとも二つの異なつたものがあることがわかる。一つは，気泡の膜が破裂して，気泡の占めていた空間に周囲の水が集中することによつてできた水柱が水滴に分裂する機構（*jet mechanism*）であり，主として4mm以下の小気泡に限られている[1]。いま一つは，気泡の膜が通常の方法では見付けられない第三のグループの微水滴が多数できることを霧箱実験で見いだした。その数は，3mmの気泡一個あたり100～200であり，その塩の含有量は10^{-15}gmないし2×10^{-14}gmであつたという[3]。このグループの微滴は，巨大海塩核ではなく，凝結の核として重要なものと考えられる。

Table 1. Summarized relation between bubbles and droplets produced from them.

Bubble diameter (mm)	Droplets from jet			Droplets from film	
	Allotment of bubble number(%)	Diameter (μ)	Number per bubble	Number assumed to be 50 per 1 cm² of bubble film (Diameter: 0—50μ)	Number from data by NEWITT *et al.* (1954)
0 — 0.5	100	0—50	4		
0.5— 1.0	80	50—100	4	0.005	
	20	100—150	4		
1.0— 1.5	40			0.045	
	60	150—250	3.6		
1.5— 2.0	46			0.17	
	54	250—350	2.5		
2.0— 2.5	46			0.42	
	54	350—450	1.6		
2.5— 3.0	32			0.90	
	68	450—550	1		
3.0— 3.5	20			1.6	1.6
	80	550—650	1		
3.5— 4.0	10			2.7	2.4
	90	650—750	1		
4.0— 4.5				4.3	3.8
4.5— 5.0				6.2	6.0
5.0— 5.5				8.7	11
5.5— 6.0				11.6	
6.0— 6.5				15	
6.5— 7.0				19	
7.0— 7.5				23	
7.5— 8.0				29	
8.0— 8.5				35	
8.5— 9.0				42	
9.0— 9.5				50	
9.5—10.0				58	

気泡の大きさと，個々の気泡から生成される水滴の大きさおよび数の関係は，Table 1にまとめられている。海水と真水の違いは重要かもしれないが，Table 1にとりあげた関係では，実験はいずれも似たような結果を示している。

そのほか，MASONは海水の気泡が破裂する際

2.2. 水面で生成された微水滴の拡散過程

風が水平方向に一様に吹く場合を考え，吹走距離をxとし，静止水面から上向きにzをとる。uを風速，wを空気中を落下する水滴の終速度，ηを混合係数，θを単位体積の空気中に含まれる水滴数（水滴濃度）とすると，空気中の水滴分布は，定常状態では，同じ大きさ，したがつて同じ終速度をもつ微水滴のクラスに対して次式であらわされる。すなわち，

$$u\frac{\partial\theta}{\partial x}=w\frac{\partial\theta}{\partial z}+\eta\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \qquad (1)$$

境界条件はいま,

$$\left.\begin{aligned} z=0 \quad &\text{で} \quad -\eta\frac{\partial\theta}{\partial z}=F(x), \\ z=\infty \quad &\text{で} \quad \theta=0, \\ \text{および}\ x=0 \quad &\text{で} \quad \theta=0 \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

である。ここに $F(x)$ は，単位時間，単位面積あたりの水滴生成率である。この場合 (1) 式の解は次式で与えられる。すなわち,

$$\theta=\int_0^x F(x-\lambda)\left[\frac{1}{\sqrt{\pi\eta u\lambda}}\right.$$
$$\exp\left\{-\frac{1}{4\eta}\left(\frac{uz^2}{\lambda}+\frac{w^2\lambda}{u}2wz\right)\right\}$$
$$\left.-\frac{w}{2\eta u}\operatorname{erfc}\left(\frac{w\sqrt{\lambda}}{2\sqrt{\eta u}}+\frac{z\sqrt{u}}{2\sqrt{\eta\lambda}}\right)\right]d\lambda,$$
$$\operatorname{erfc}(x)=1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x\exp(-t^2)dt. \qquad (3)$$

非常に大きな x に対しては，解は

$$\theta=\theta_0\exp\left(-\frac{w}{\eta}z\right),$$
$$\theta_0=\frac{F}{w} \qquad (4)$$

となる。この場合 F は一定とみなされる。

さらに，(4) 式で与えられる水滴分布が陸上に吹き込まれると，そこではもはや水滴の生成はないから，(1)式の境界条件は,

$$\left.\begin{aligned} x=0 \quad &\text{で} \quad \theta=\frac{F}{w}\exp\left(-\frac{w}{\eta}z\right), \\ z=\infty \quad &\text{で} \quad \theta=0, \\ \text{および}\ z=0 \quad &\text{で} \quad \frac{\partial\theta}{\partial z}=0 \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

となる。ここで x 座標の原点は海岸にとつてある。この場合の解は次式で与えられる。すなわち,

$$\theta=\frac{F}{w}\exp\left(-\frac{w}{\eta}z\right)$$
$$-F\int_0^x\left[\frac{1}{\sqrt{\pi\eta ux}}\exp\left\{-\frac{1}{4\eta}\left(\frac{uz^2}{x}+\frac{w^2x}{u}+2wz\right)\right\}\right.$$
$$\left.-\frac{w}{2\eta u}\operatorname{erfc}\left(\frac{w\sqrt{x}}{2\sqrt{\eta u}}+\frac{z\sqrt{u}}{2\sqrt{\eta x}}\right)\right]dx. \qquad (6)$$

3. 風洞水槽による実験

3.1. 実験の方法

風洞水槽は京都大学防災研究所宇治川水理実験所にあり，水路の長さ 21.6m，幅 0.75m，高さ 1.02m，水深 0.5m のものである。[4]

風速分布 風速は，ROBINSON 型小型風速計で静止水面上 35cm までの鉛直分布をとり，対数法則による補外法で 10m 高度の風速を求めた。風路断面における平均が 5.1～12.1m/sec，10m 高度にして 8.7～22.8m/sec の 8 段階の風速について実験した。

波 波形は国司の電気抵抗式波高計[5] によつてインク書きオシログラフで記録し，波長は記録された波の周期から計算した。おもな重力波の周期はおよそ 0.5 秒以下，波長は 50cm 以下，波形勾配はおよそ 0.1 であつた。

気泡 気泡は照明をくふうし側面のガラスを通して写真撮影した。水中では大きい気泡は偏平なのでそれを回転長円体と仮定し，長短両軸の長さを読み取つて同体積の球の直径に換算した。

水滴 水滴分布は静止水面上 8～25cm において，染料付きろ紙[6] および MgO 付きガラススライド[7] によつて直径数 μ 以上の水滴の鉛直分布を測定した。ろ紙およびスライドの水滴捕捉率は，LANGMUIR と BLODGETT の方法[8] で補正した。

これらの測定は，すべて吹走距離 4.5m, 6.9m, 10.0m および 13.6m においてそれぞれ行なつた。

3.2. 風波の空気捕捉の機構

従来，波形勾配が最大に達した重力波の峰の崩解が，風波の気泡捕捉のおもな機構と考えられてきた。また海岸では，巻き波が気泡生成の効果的な機構である。しかし，この実験においていま一つの重要な機構がはじめて観測された。それは，大きな重力波の上に重畳する，表面張力がかなりきく程度の小波の不安定に起因するものである。

風の弱いうちは，重力波の峰の前面に毛細波がのつて，重力波と同じ速さで進んで行くのが見られるが，これは先行する毛細波の波速と，重力波の水の実質部分の速度の和が，ちようど重力波の波速に等しい状態と考えられる[9]。しかし少し異なる波速の重力波が干渉し合うとこの条件が破

れ，毛細波はつぎつぎ後の重力波へと送られる。風が強くなつて重力波が大きくなると，水面はいたるところ重力波に対して相対的に後へ進む小波(wavelets)でおおわれる。一見，おもな重力波連がある速さで進行し，その上に小波がでたらめに存在しているように見えるが，重力波連をはなれて小波のパターンに目をつけると，それが重力波の波速よりおそいある速さで進行しているのを見いだすであろう。そのパターンの間を重力波が通り抜けてゆくのであるが，小波のパターンは重力波の峰のところで収束し，谷のところで発散するのが見られる。ちようど，小波のパターンの媒質中を縦波が重力波連の波速で進行しているかのように見えるのである。この種の収束は，重力波の峰で小波の波形勾配を高める。これらの小波は，Fig. 1 にみられるように，重力波とは逆に谷のところでとがつた断面をもち，水面を裏から見ると鐘乳洞の天井のように見える。これは表面張力波の断面に関する CRAPPER の理論[10]から推定されるところであり，CRAPPER が示唆したように，その谷で空気がとじ込められて気泡となり，波中の乱れによつて水中に入つてゆくのである。しかし，この小波は決して純粋の表面張力波ではなく，数cm以下の波長をもつた，重力と表面張力がともに重要である程度の波である。この機構で気泡が捕捉される場合，大きな重力波自体は決してくずれてはいない。

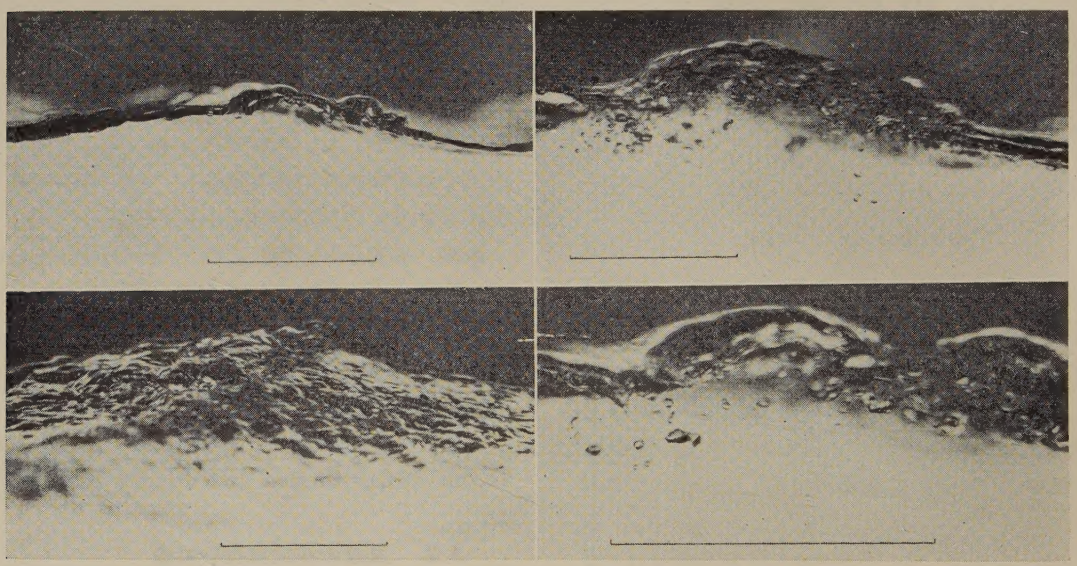


Fig. 1. Various phases of the entrainment of air bubbles in wind waves. The left lower photograph was taken from beneath: it looks like a ceiling of a stalactite grotto. The inset lines indicate a length of 10cm.

この現象のおこる最低風速は，Fig. 2 に見られるように吹走距離 13mm 以上で風路断面平均 7.5 m/sec (10m 高度で 13m/sec) 程度であり，これを越えると，海の比較的小さな重力波の峰の上でも，いたるところ気泡が生成されるにいたり，微水滴生成率の急激な増加が期待される。したがつてこの風速は，大気海洋の境界過程における一つの重要な臨界風速と考えられる。

3.3. 風波中の気泡分布と混合係数

風波中では，気泡の x 方向の全体としての輸送はほとんどないから，単位体積中の気泡数 θ の分布は，同じ大きさの泡のクラスについて次式で表わされる。すなわち，

$$w\frac{\partial\theta}{\partial z}+\eta\frac{\partial^2\theta}{\partial z^2}=0 \qquad (7)$$

ここに，w は気泡の水中上昇の終速度，η は風波中の混合係数であり，z 軸は水面から下方に正にとつてある。境界条件はこの場合，

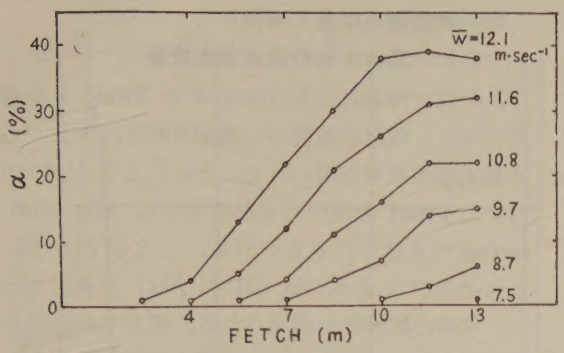


Fig. 2. Values of the percentage of crests of main gravity waves that are entraining air bubbles (α). A mean wind speed in the tunnel section (W) of 7.5 m/sec corresponds to 13 m/sec at 10m level.

$$\left.\begin{aligned} z=\infty \quad &\text{で} \quad \theta=0, \\ \text{および，}\ z=0 \quad &\text{で} \quad \frac{\partial\theta}{\partial z}=-\frac{B}{\eta} \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

で，ここに B は単位時間単位面積あたりの水面における気泡生成率である。η=一定なら解は，

$$\theta=\theta_0\exp\left(-\frac{w}{\eta}z\right),$$

$$\theta_0=\frac{B}{w} \quad (9)$$

で与えられ，θ は z に関して指数関数的に減少する。写真測定によると，気泡数の平均的分布は深さとともにほぼ指数関数的に減少するから，泡が実際入り込む程度の深さでは，上の条件が成立していると考えられ，η の値を次のように評価することができる。すなわち，

$$\eta=\frac{wz}{2.3(\log\theta_0-\log\theta)} \quad (10)$$

三つの例について得た η の値を，計算に用いた w の値とともに Table 2 に示す。

Table 2. Coefficient of mixing in wind waves, estimated from vertical distribution of the entrained air bubbles.

Bubble diameter of center of size band (mm)		0.25	0.75	1.25	1.75	2.25	2.75	3.0<	(From the total number of bubbles)
w (cm·sec^{-1})		4.0	12	20	28	29	27	25	(20)
η (cm^2·sec^{-1})	W=12.1m·sec^{-1} Fetch=13.6m	14	54	60	78	97	66	47	56
	W=12.1m·sec^{-1} Fetch=10.0m	9	35		29	31		26	43
	W=11.6m·sec^{-1} Fetch=13.6m	16	48	74	75	71	80	66	60

この η の推定値は，ほぼ，

$$\eta=6.5\,w^{\frac{3}{4}} \quad \text{(c.g.s.)}$$

の関係で w とともに増加する。すなわち，$z/2.3(\log\theta_0-\log\theta)$ はほぼ $w^{-\frac{1}{4}}$ に比例している。w による η のこの見かけの変化は，水中の気泡の相互作用による w 自身の変化に帰せられる。上に用いた w の値は，水中をただ一つ上昇する気泡について Datta ら[11]が得た資料によるものであるからである。η が w によらず一定であるとするためには，泡の実際の上昇速度 w' を，

$$w'=C\,w^{\frac{1}{4}} \quad (11)$$

と仮定すればよい。ここに C はある定数である。(11)式は，気泡が多数ある場合には，上昇速度が多少平均化されることを意味する。(10) 式の w のかわりにこの w' を用いると，

$$\eta=6.5\,C$$

を得る。C の値は η あるいは w' が別に推定されなければ決定できない。いま気泡をクラスに分けないで全気泡数を用い，仮りに代表値として w =20cm/sec を用いて(10)式を計算すると，Table 2 の右端の η の値が得られる。

3.4. 風波表面における気泡生成率

水面から入り込む気泡と，水面へ浮上する気泡との間には，平均的にみて一つの平衡状態が存在すると考えられる。したがつて，気泡生成率 Bは クラスごとの気泡について，上昇速度 w と水面付近での気泡の平均濃度 θ_0 の積によつて見積ることができる ($B=w\theta_0$)。得られた B の値は，球

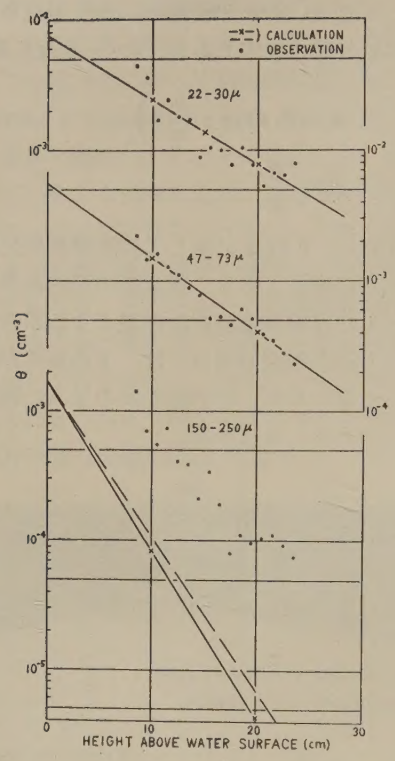


Fig. 3. Examples of the distribution of droplet concentration (θ) in the flume, observed and calculated, for $\overline{W}$=12.1m/sec and for fetch=13.6m. The broken line is the calculation by the equation (4).

に換算した気泡の直径の対数の等しい間隔に対して画くと，1mm と 2mm の間に軸をもつ対称形に近い分布をなし，風速あるいは吹走距離が小さくなると(気泡生成率が小さくなると)，この軸は多少右方へずれる。

3.5. 風波上の空間における水滴分布

風波上の空間における水滴分布の測定例として，吹走距離 13.6m における三つのクラスを，Fig. 3 の黒点で示す。これらの微水滴は，次章に述べるように，風波に捕捉された気泡が水面で破裂することによつて生成されたものとして説明される。しかし，ときどき直径1mm以上の大きな水滴が観測された。これはその特別の大きさによつて気泡からの微水滴と区別でき，波頭がちぎれて生じたものと考えられる。

4. 実験結果に基く考察

4.1. 風波からの微水滴生成率

3.4 節で得られた気泡生成率に Table 1 を適用すると，気泡の観測から推定される，風波からの微水滴生成率が得られる。それによると，4mm ないし7mm 程度の大きな気泡から *film shuttering* で生成されるものが多いことがわかる。この結果を 2.2 節の式 (3) の $F(x)$ に適用すると，気泡の観測から推定される，風波上の水滴分布が得られる。

微水滴の落下速度 w は DAVIES の公式[12] から求め，風速 u の代表値として風速 22.8m/sec (10m 高度) の場合に 1000，混合係数ηの代表値として 250 (いずれも c.g.s.) をそれぞれ用いて (3) 式を計算した結果の例は，Fig. 3 の直線によつて示され，実測による水滴分布とよく一致している。ただし，図の直線は，$F(x)$ の値として，気泡から推定された値の 30 %を用いてある。そうしない場合は，直線は上方に一率に平行移動した形となる。この一率の係数 30 %は水面における気泡の併合による係数として説明される。

150μ 以上の水滴の場合は，特に z が大きいところで θ が計算値より大きい。これは，大きい水滴は *jet mechanism* で生成され，生成の瞬間にある高さまで打ち上げられる事実[1] によつて十分説明される。

θ の鉛直分布は，実測計算ともに Fig. 3 において直線であるが，これは決して θ の分布が(4)式の平衡状態で表わされることを示しているのではない。実際検討によると，水滴が小さいほど平衡状態から遠く，吹走距離 13.6m では，直径 150μ 以上のもののみほぼ平衡状態にある。Fig. 3 の下端の例において，破線は (4) 式による計算値を表わす。

かくして，風波表面での微水滴生成率は，3.4 節で得られた気泡生成率に Table 1 を適用して得られたもの 30 %のとして決定され，風速 22.8 m/sec (10m 高度) に対する，吹走距離 13.6 m での値を F_1 として，水滴直径の 10μ 幅の値を Fig. 4 に示す。図は直径 20μ に顕著なピークを示し，*film shuttering* によつて生成された 2,30

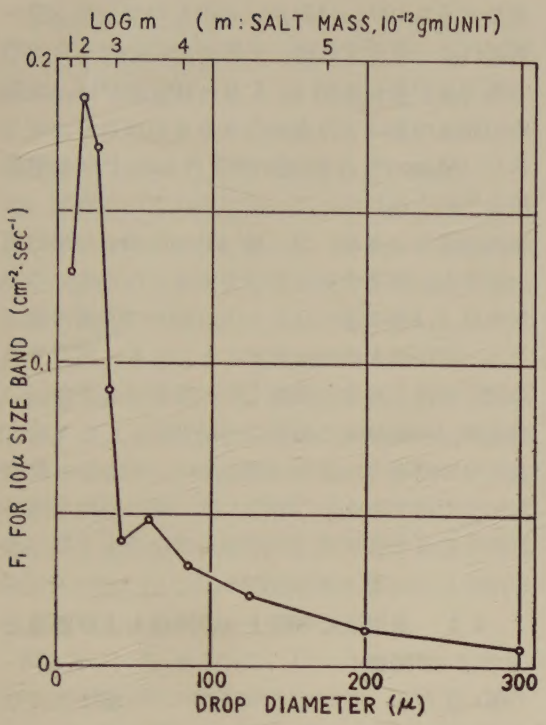


Fig. 4. Production rate of droplets from wind waves (F_1) when the wind speed is 22.8m/sec (at 10m level). Values are shown for each 10μ size band of droplets.

μ の一群の微水滴に，60μ に最大頻度をもつらしくみえる *jet mechanism* でできた一群の水滴が重なつている様子をよくあらわしている。

なお計算によると，スライドに採取される前の微水滴の蒸発のために，20μ 以下の水滴はかなり小さくなり，過少に評価されているおそれがある。しかしこれは，含まれる塩の量が 10^{-11} gm 以下の微水滴にだけ関係する誤差である。

4.2. 大気中の海塩粒子の分布

13m 程度の短い吹走距離では，F の値はほぼ x に比例して増加する。したがつて，x が大きいところ（外洋）での F の値は，この実験だけからは決定できない。しかし，この風洞水槽で国司[13]によつて測定された水面におよぼす風のストレスの値が，吹走距離 10m を越えると北大西洋で Brocks[14] によつて得られた値と一致する事実や，Fig. 2 の曲線が x=13m 辺で飽和することなどから，外洋での F の値は F_1 (x=13.6 m での値) からさほど違つてはいないと想像できる。そこで以下外洋での F の値として F_1 の値を用いて計算を進めるが，この仮定は後述のようにほぼ確かであることがわかる。

さて，海面直上における単位体積の大気中の微水滴数 θ_0 は $\theta_0=F_1/w$ で与えられ，この計算値は，水滴の大きさとともに単調に減少する。

外洋上では (4) 式が成立するから，z が $2.3\eta/w$ 増すごとに θ の値は一けた小さくなる。したがつて，大きい水滴は高さとともに急激に減少する。θ_0 から (4) 式によつて外洋上空での θ の値を，z/η=0.1, 1 および 2 の場合に計算した。水滴が海水から成ると仮定して，水滴の大きさをそれに含まれる塩の量 m (単位 10^{-12} gm) で表示し，単位体積の大気中に含まれる，塩の量が m 以下の水滴の塩の量の総和を塩密度 M ($M=\int m\,\theta_0\,dm$) として，$dM/d(\log m)$ を $\log m$ に対して描いたものが Fig. 5 である。実線は w に海水滴の落下終速

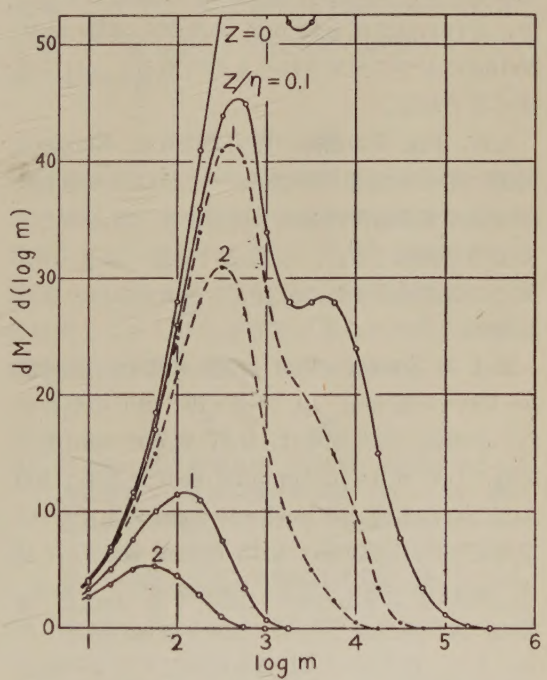


Fig. 5. Salt mass density-saltmass distribution of sea-salt particles at different heights. M is the otal mass of sea salt contained in droplets, per unit volume of air, with salt con- tent less than m.

度を用いて計算したものである。しかし，海水滴は蒸発するから w も小さくなる。この効果は曲線の山を右にずらす。すなわち，元の水滴に対応する乾いた海塩粒子に対する w を用いて塩密度分布を計算したのが Fig. 5 の点線である。現実の状態はこの二つの中間にあると考えられる。

下層大気の η の値を 10^4 とすると，$z/\eta=0.1$ は高度 10m，$z/\eta=1$ は高度 100m にあたり，η が 10^5 なら，$z/\eta=1$ は高度 1000 m にあたる。Eriksson[15] は Woodock による海上の海塩粒子の飛行機観測資料を用いて，種々の風速に対する塩密度分布を計算し，Fig. 5 によく似た曲線を得た。Fig. 5 が風力9の場合であることを考慮すると，この両者はよく合つている。大気中の θ の分布は気象学上の複雑な問題であるにもかかわらず，上述の事実は F_1 の値を風力9の海面における海水滴の生成率としたことを支持する。なお，図のピークで示される $\log m=2$ ないし3の海塩粒子は，2,30 μ の直径をもつ微水滴からなり，これらは大部分数 mm の泡から *film shuttering* によつて生成されるものであることは注意すべきである。

ただ，Fig. 5 の曲線の極大の位置は，Eriksson の図に比べて左にずれている。これは巨大海塩核が大気中での循環の途中で併合すると考えることによつて説明できる。一方，以下に述べるように，個々の海水滴が多数に分裂すると考えられる証拠がある。

風速 22.8m/sec (10m 高度) の場合，直径数 μ～150μ の海水滴 (10^{-11}～8×10^{-8} gm の塩を含む) の海面での生成率は，0.87 個/cm²·sec (塩の総量にして 6.0×10^{-9} gm/cm²·sec) となる。100 μ 以下の海水滴 (10^{-11}～3×10^{-8} gm の塩を含む) を考えると，この値は 0.75 個/cm²·sec (1.7×10^{-9} gm/cm²·sec) となる。Eriksson[15] によると，海上の全降塩量は平均 10^{-11} gm/cm²sec 程度である。また，雨水中の Cl 量を海岸近くでも一般に 20mg/l 以下であるとし，この値を用いて年間 1 m の降水に含まれる塩の総量を推定し，降水以外に直接降下する塩を Eriksson に従つてこれと同程度とすると，全降塩量は平均 10^{-10} gm/cm²·sec となる。したがつて，もしかりに生成された海水滴のうち 100 μ～150 μ 以下のものが全部上空へ運ばれると仮定すれば，世界の海のいたるところで風力9の風が年間 2，3 日～10日吹けば，大気中の海塩の量は十分まかなえることになる。ところが，Mason[16] は海面が雲を作るに十分な凝結核を供給するためには，波が砕けている海域 (全海面の10%とみて) で，10^4 個/cm²·sec の凝結核生成率を必要とすると述べている。たとえ一つの気泡が 2.1節に述べたように，100～200個の第三グループの微水滴を生成するとしても，風力9の海面での海水滴生成率は 10^2 の程度にすぎない。海塩核が全凝結核の何分の一かであるとしても，大気中の海塩の生成率は量において十分で数において不足である。このことは，個々の海水滴が蒸発する途中多数の二次的な塩核を生産することを示唆していると考えられる。

4.3. 海岸近くの陸上への降塩および風速との関係

(6) 式から，海岸近くの陸上への降塩は次式で与えられる。すなわち，

$$q'(x,u)=\Sigma\, m\, w\, \theta_0$$

$$=\Sigma m\, Fw\left[\frac{1}{w}-\int_0^x\left\{\frac{1}{\sqrt{\pi\eta u x}}\exp\left(-\frac{w^2x}{4\eta u}\right)-\frac{w}{2\eta u}\operatorname{erfc}\left(\frac{w\sqrt{x}}{2\sqrt{\eta u}}\right)\right\}dx\right] \qquad (12)$$

ここで Σ は海水滴の大きさのクラスに関してなされる。F として 4.1 節の F_1 を用い，風速 22.8m/sec の場合の高さ 2 m 付近の条件である $\eta=5\times10^3$，$u=2\times10^3$ (いずれも c.g.s. 単位) を用いて $\theta_0(x)$ を計算すると，Fig. 6 が得られる。

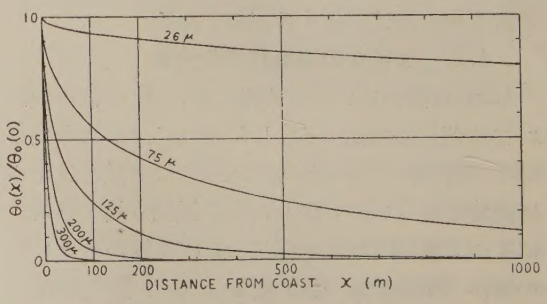


Fig. 6. Ratio $\theta_0(x)/\theta_0(0)$, calculated by the equation (6) for five grades of droplet diameter, for a wind speed of 23m/sec.

これによると，*film shuttering* で生成される 2,30μ の微水滴は奥地まで運ばれるが，*jet mechanism* で生成される大きい水滴は数 10m で大部分落下してしまうことがわかる。最近 ODDIE[17] は海岸で，大きいしぶきは海水に近い組成をもつているのに反し，直径 25μ 以下の微水滴はKを多く含んでいることを報告し，海岸から奥地に向かう Na/K の比の変化を，大滴が微滴に比して早く落下するためと考えているのは至極もつともである。K のみならず一般に *jet mechanism* による水滴が海水とほぼ同じ組成を有し，*film shuttering* による微水滴が界面における何らかの現象のために違つた組成を有しているとすれば，水平鉛直ともに海からの距離につれて降塩の成分が変わることは当然である。菅原・小穴・小山[18]が菅島その他で得た塩分組成変化の現象には，このことも関係しているように思われる。

Fig. 6 の θ_0 を用いて (12) 式より降塩を計算すると Fig. 7 の実線が得られる。一方，北・綾[9]は，多度津の海岸から 20～1000 m で，風速 20 m/sec 以下の場合に降塩量を測定し，次の経験公式を得た。すなわち，

$$q=\frac{1}{x}\exp(0.34u+0.8) \qquad (13)$$

ここに q は Cl の降下率(mg/m²·hr)，u は風速(m/sec)，x は海岸からの距離(m)である。降塩が海水と同じ組成であると仮定すると，全降塩量 q'(10^{-6}mg/cm²·sec)は上式より，

$$q'=\frac{1}{x}\exp(0.34u-2.19) \qquad (14)$$

となる。u=22.8m/sec の場合に(14)式を計算したのが Fig. 7 の点線である。実線を左へ25m平行移動すると，点線と一致する。これは，x=0の点を沖へ 25m つき出したことになる。実際，北・綾の測定した海岸には高さ 3 m の岸壁堤防があり，そのすぐ近くで生成されたしぶきはそれを越えて陸上へ上ることが困難であることを考えると，x=0 の線を 25m 沖にとることは合理的である。Fig. 7 に示されたよき一致は，F_1 の値を外洋の値としたことの妥当性をふたたび証明する。

風の効果を表わす係数は，公式(13)で exp(0.34 u)と表わされる。一方，(12) 式から同じクラスの水滴では降下率は F に比例し，風速による F の変化は，直径 150μ 以下のクラスでは，15～23 m/sec において，ほぼ exp(0.40u)と表わされる。かくしてこれもまた，ほぼ実際の観測と合つていることがわかる。

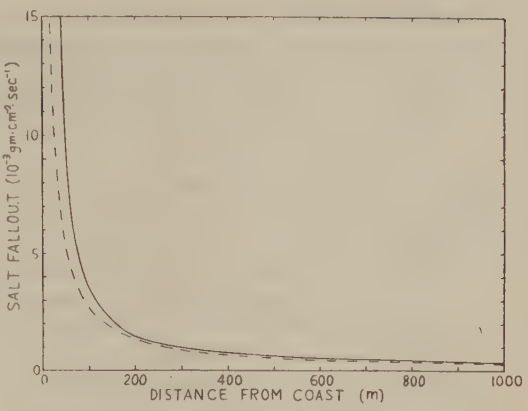


Fig. 7. Salt fallout near the coast for a wind speed of 23 m/sec. The full line is calculated by the equation (12) by use of the value F_1, and the broken line represents the formula by KITA and AYA (1959).

謝　辞

この研究に当たつて終始御懇篤な御指導と御激励を賜わつた恩師速水頌一郎教授に深謝の意を捧げる。また，幾多の助言をいただいた国司秀明助教授，金成誠一氏，ならびに，風洞水槽による実験に際してあらゆる便宜をはかられた防災研究所樋口明生助教授に感謝する次第である。

文　献

1) 速水頌一郎・鳥羽良明 (1958)：海面における気泡の破裂による海水滴の生成について (I) 静止海水面での実験．日本海洋学会誌，**14**，145-150.
2) 鳥羽良明 (1959)：同上 (II) 浮遊気泡の形状に関する理論的研究．日本海洋学会誌，**15**，121-130.
3) MASON, B. J. (1955)：Bursting of air bubbles at the surface of sea water. Nature, **174**, 470-471.
4) 京都大学防災研究所 (1956)：宇治川水理実験所要覧．京都大学防災研究所創立5周年記念論文集，284-285.
5) 国司秀明 (1959)：電気抵抗式波高計の設計について．京都大学防災研究所年報，**3**，65-73.
6) 鳥羽良明 (1958)：沪紙による海水滴の観測法．日本海洋学会誌，**14**，151-154.

7) MAY, K.R. (1950): The measurement of airborne droplets by the magnesium oxide method. Jour. Sci. Instr., **27**, 128–130.
8) WOODCOCK, A. H. and M. M. GIFFORD (1949): Sampling atmospheric sea-salt nuclei over the ocean. Jour. Mar. Res., **8**, 177–197.
9) MUNK, W. H. (1955): High frequency spectrum of ocean waves. Jour. Mar. Res., **14**, 302–314.
10) CRAPPER, G. D. (1957): An exact solution for progressive cappillary waves of arbitrary amplitude. Jour. Fluid Mech., **2**, 532–540.
11) DATTA, R. L., D. H. NAPIER and D. M. NEWITT (1950): The properties and behaviour of gas bubbles formed at a circular orifice. Trans. Inst. Chem. Engrs., **28**, 14–26.
12) LANE, W. R. and H. L. GREEN (1956): The mechanics of drops and bubbles. *Surveys in Mechanics*, Cambridge University Press, 162–215.
13) HAYAMI, S. and H. KUNISHI (1959): A wind flume study on the generation of waves. International Oceanogr. Congress, Preprints, 753–756.
14) BROCKS, K. (1959): Measurements of wind profiles over the sea and the drag at the sea surface. Ibid., 742–744.
15) ERIKSSON, E. (1959;1960): The yearly circulation of chloride and sulfur in nature; meteorological and pedological implications. Tellus, **11**, 375–403; **12**, 63–109.
16) MASON, B. J. (1957): *The physics of clouds*. Oxford at the Clarendon Press, 481 pp.
17) ODDIE, B. C. V. (1960): The variaiton in composition of sea-salt nuclei with mode of formation. Quart. Jour. Roy. Met. Soc., **41**, 549–551.
18) SUGAWARA, K., S. OANA and T. KOYAMA (1949): Separation of the components of atmospheric salt and their distribution. Bull. Chem. Soc. Japan, **22**, 47–52.
KOYAMA, T. and K. SUGAWARA (1953): ditto (continued). Ibid., **26**, 123–126.
19) 北 勲・綾 武 (1959): 強風による海水塩分の散布. 気象庁研究時報, **11**, 373–376.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4, December 1961

Circulation Générale Permanente dans les Oécans —Deuxième Partie (suite et fin)—*

Kenzo TAKANO**

Abstract: Following previous fragments of the study on the general circulation due to the wind stress (wind-driven circulation) as well as the variation of the density of surface water, supposed to be subject mainly to the non uniform heat flux received at the surface (convective circulation), the present one gives the results of numerical calculations on the wind-driven circulation and the convective circulation produced by a distribution of density at the surface, dissymmetrical with respect to the equator. In comparison with observations in the Pacific Ocean or the Atlantic Ocean, it is shown that the convective circulation is essential from the surface down to the abyss, to the exclusion of the equatorial region where the wind stress may be an important force and that the Kuroshio and the Gulf Stream are produced principally by the convection. It appears that the supremacy of wind is fallen.

4. Courants de convection dans le Pacifique ou l'Atlantique

J'ai supposé plus haut (TAKANO, 1961a, b) que la distribution de densité donnée à priori à la surface est symétrique par rapport à l'équateur. En réalité elle ne l'est pas. La figure 8 représente la distribution de température à la surface en fonction de la latitude pour l'Océan Pacifique et l'Océan Atlantique (SVERDRUP, JOHNSON et FLEMING, 1942) avec celle calculée par la formule:

$$T(°C)=12.2\times\cos\frac{\pi}{65°}\varphi+3.5\times\sin\frac{\pi}{130°}\varphi+16.3\,,$$

où T désigne la température et φ la latitude.

La distribution calculée s'accorde, en première approximation, avec la distribution observée.

La formule ci-dessus est pratiquement équivalente à:

$$\rho=-2.4\times10^{-3}\cos\frac{\pi}{65°}\varphi-0.7\times10^{-3}\sin\frac{\pi}{130°}\varphi\,,$$

si on suppose que la densité est déterminée par la température seule.

Maintenant je cherche une solution correspondant au deuxième terme de celle-ci. La condition relative à la densité à la surface s'écrit:

$$\rho \quad \Delta\rho_1\sin\frac{\pi}{2l}y\,,$$

au lieu de:

$$\rho \quad -\Delta\rho\cos\frac{\pi}{l}y\,.$$

Les tableaux 7 et 8 représentent les composantes $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$ à la surface obtenues par $k=10^{-6}$ $\beta_0/A'=1.5\times10^{-10}$ et $\alpha=10^{-8}/4$ au

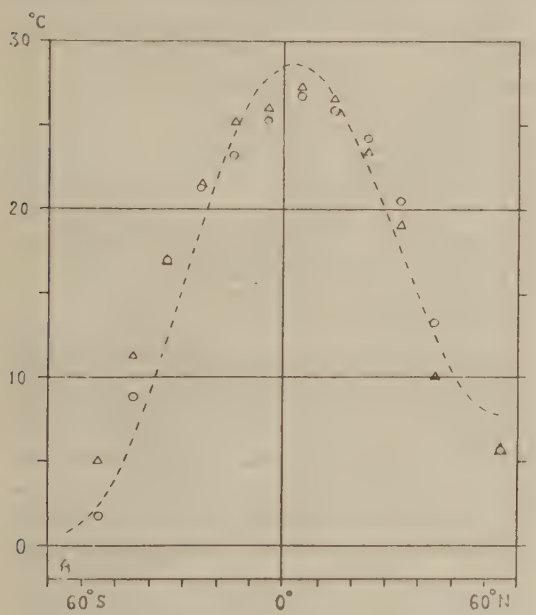


Fig. 8. Distribution de température à la surface en fonction de la latitude: △ pour l'Océan Pacifique, ○ pour l'Océan Atlantique, ---- distribution calculée par la formule:

$$T=12.2\times\cos\frac{\pi}{65°}\varphi+3.5\times\sin\frac{\pi}{130°}\varphi+16.3\,.$$

* Received May 12, 1961.
** Geophysical Institute, University of Tokyo.

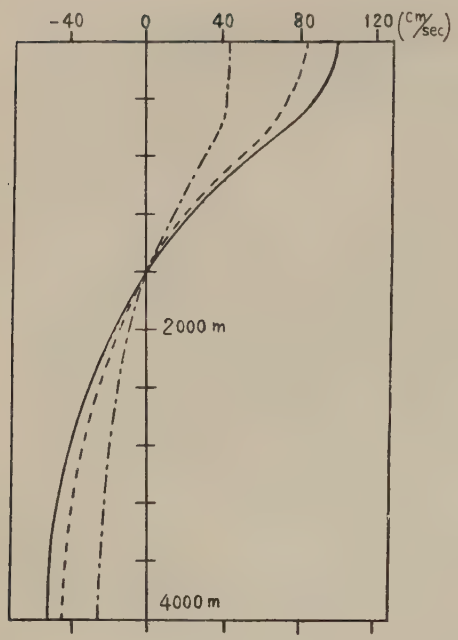


Fig. 9. Distribution verticale de la composante $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ pour $x=0.5\times10^7$ dans le cas 2 bis:
– – – – – – pour $y=l/3$, – – – – – – – pour $y=2l/3$,
——— pour $y=l$.

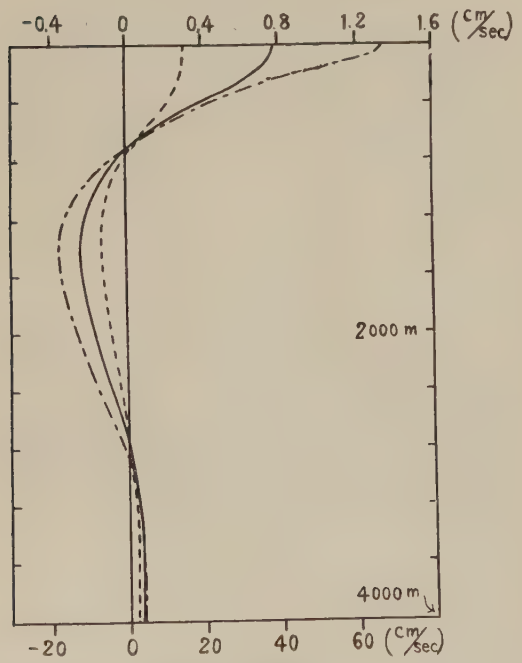


Fig. 10. Distribution verticale de la composante $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ (échelle supérieure) pour $x=10^7$, $y=-l$ et de la composante $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ (échelle inférieure) pour $x=0.5\times10^7$ et $y=l/3$ (en pointillé) et l (en trait plein) dans le cas 3 bis.

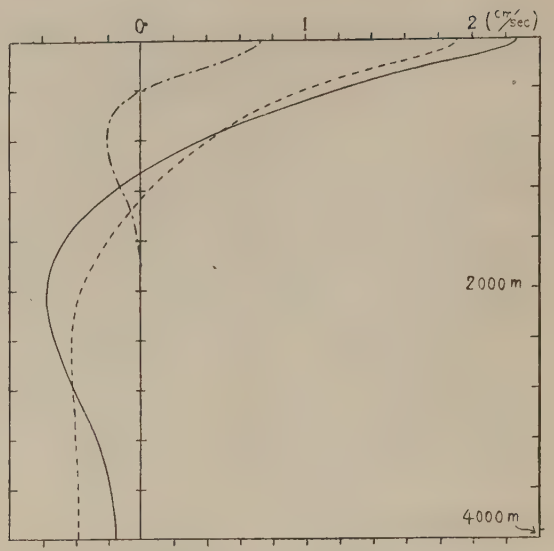


Fig. 11. Distribution verticale de la composante $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ pour $y=-l$ dans le cas 2 bis.
– – – – – – – pour $x=0.5\times10^7$
——— pour $x=50\times10^7$
– – – – – – pour $x=99\times10^7$

lieu de $\alpha=10^{-8}/2$ (cas 2 bis) et $k=10^{-6}$, $\beta_0/A'=1.5\times10^{-9}$ et $\alpha=10^{-8}/4$ au lieu de $\alpha=10^{-8}/4$ au lieu de $\alpha=10^{-8}/2$ (cas 3 bis). Dans les figures 9, 10 et 11 se montre la structure verticale des courants, qui n'a rien de particulier en comparaison de celle obtenue dans les cas 1, 2 et 3. L'aspect général des courants dans la couche superficielle est schématisé dans la figure 12. Il s'établit, le long de la côte ouest, un courant fort qui se dirige vers le nord et, le long de la côte est, un autre courant moin fort que celui-ci mais toujours considérable, qui se dirige vers le sud. La composante $v(\rho_0)$ est négative partout sauf le voisinage de la côte ouest. La composante $u(\rho_0)$ se dirige vers l'ouest dans l'Hémisphère Nord et vers l'est dans l'Hémisphère Sud. Cette fois, non seulement la composante $v(\rho_0)$ mais encore $u(\rho_0)$ ne s'annulent pas pour $y=\pm l$. Je suppose que s'établiraient les contrecourants indiqués par les flèches en pointillé dans la figure le long des frontières nord et sud.

Lorsque l'on superpose le résultat du cas 2 sur celui du cas 2 bis et le résultat du cas 3 sur celui du cas 3 bis, les courants sont encore plus intensifiés près de la côte ouest et affaiblis près de la côte est. De la même

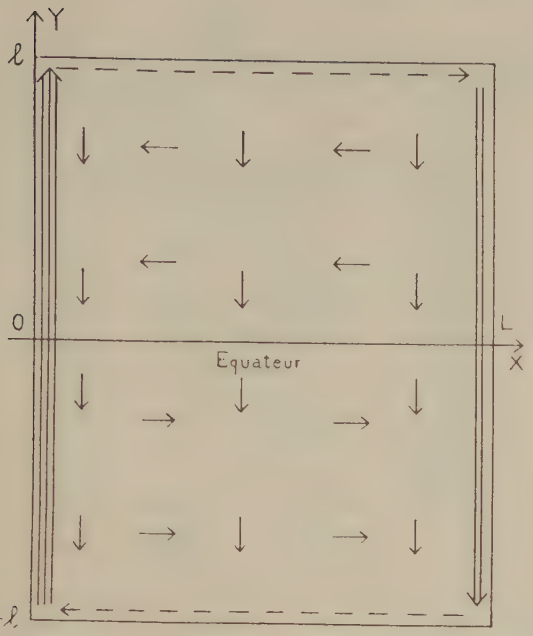


Fig. 12. Schéma de la circulation générale convective dans la couche superficielle lorsque la densité à la surface s'exprime par:

$$\rho = -\Delta\rho_1 \sin \frac{\pi}{2l} y \quad (\Delta\rho_1 > 0) .$$

La longueur des flècdes n'est pas proportionnelle à la vitesse.

manière, la composante $u(\rho_0)$ se trouve intensifiée dans l'Hémisphère Sud et affaiblie dans l'Hémisphère Nord. Les composantes $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$ obtenues dans les cas 2 bis sont du même ordre de grandeur que les composantes $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$ obtenues dans les cas 2 et 3 respectivement, si $\Delta\rho$ et $\Delta\rho_1$ sont du même ordre de grandeur.

Il s'agit ensuite du remplacement des termes de frottement $B(\partial^2 u/\partial x^2)$ et $B(\partial^2 v/\partial x^2)$ par $-ku$ et $-kv$ dans les équations du mouvement. Son effet n'est pas très difficile à évaluer, grâce à l'analogie de la théorie relative au transport de masse. C'est avec ce remplacement que Stommel (1948) a montré l'intensification ouest du transport de masse par l'introduction du paramètre de Coriolis variable avec la latitude. Munk (1950) a complété la théorie de Stommel par les termes $B[(\partial^2/\partial x^2)+(\partial^2/\partial y^2)]u$ et $B[(\partial^2/\partial x^2)+(\partial^2/\partial y^2)]v$. La comparaison de ces deux résultats permet de voir que la simplification par ce remplacement supprime le contrecourant qui s'établirait à l'extérieur est du courant principal établi le long de la côte ouest et qui se dirigerait dans le sens opposé. Il est donc évident que l'introduction des termes $B(\partial^2 u/\partial x^2)$ et $B(\partial^2 v/\partial x^2)$ donne naissance à un contrecourant de ce type, dû à la convection. Rappelons que les courant et contrecourant établis parallèles à la côte ouest ont été depuis longtemps considérés comme dûs à la force d'entraînement du vent. Il paraît que la force d'entraînement du vent n'y est pas indispensable. J'examine ci-après si elle est vraiment capable de produire ces courants forts.

5. Calcul numérique des courants entraînés par la force du vent

Les composantes u_0 et v_0 qui sont données exclusivement par la force du vent et qui sont indépendantes de la profondeur, sont immédiatement obtenues par le résultat de Munk (1950).

Le remplacement que je viens de faire permet d'écrire les équation du mouvement comme suit:

$$-ku_0 + fv_0 = \frac{\partial p_0}{\partial x} - \frac{\tau_x}{H} ,$$

$$-kv_0 - fu_0 = \frac{\partial p_0}{\partial y} - \frac{\tau_y}{H} .$$

L'équation de continuité s'écrit:

$$\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0 .$$

En introduisant la fonction ψ de sorte que les deux composantes u_0 et v_0 soient données par:

$$u_0 = \frac{\partial \psi}{\partial y} , \qquad v_0 = -\frac{\partial \psi}{\partial x} ,$$

en employant les conditions aux limites:

$$u_0 = 0 \qquad \text{pour } x = 0,\ L,$$

et enfin en supposant: $\tau_x = \tau \cos \alpha y$, $\tau_y = 0$, on obtient:

$$\psi = \frac{\tau}{kH\alpha} \sin \alpha y [1 - (1 - e^{-\gamma_2 L}) e^{\gamma_1 x} - e^{-\gamma_2 (L-x)}] ,$$

où

$$\gamma_1 = \frac{-\frac{\beta}{k} - \sqrt{\left(\frac{\beta}{k}\right)^2 + 4\alpha^2}}{2} ,$$

$$\gamma_2 = \frac{-\frac{\beta}{k} + \sqrt{\left(\frac{\beta}{k}\right)^2 + 4\alpha^2}}{2} .$$

Tableau 7.
Composantes de la vitesse horizontale $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ à la surface en fonction de x et de y dans le cas 2 bis.

y	x $10^7\times$	0	0.5	1	5	10	30	50
$2l/6$	$u(\rho_0)$	0	−0.9582	−1.226	−1.349	−1.329	−1.240	−1.137
	$v(\rho_0)$	106.5	43.45	15.87	−0.2496	−0.2563	−0.2855	−0.3321
$4l/6$	$u(\rho_0)$	0	−1.660	−2.123	−2.337	−2.301	−2.147	−1.970
	$v(\rho_0)$	232.8	83.27	29.57	−0.2237	−0.2302	−0.2588	−0.304
l	$u(\rho_0)$	0	−1.916	−2.451	−2.698	−2.657	−2.480	−2.274
	$v(\rho_0)$	296.65	100.79	35.36	−0.1379	−0.1425	−0.1627	−0.1944

	70	90	95	99	99.5	100
	−1.004	−0.7560	−0.621	−0.3639	−0.2740	0
	−0.4500	−1.0916	−1.853	−5.934	−9.060	−25.46
	−1.738	−1.309	−1.076	−0.6302	−0.4746	0
	−0.4173	−1.0284	−1.741	−5.347	−7.918	−19.82
	−2.007	−1.512	−1.242	−0.7277	−0.5480	0
	−0.2727	−0.6896	−1.162	−3.327	−4.655	−8.927

Tableau 8.
Composantes de la vitesse horizontale $u(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ et $v(\rho_0)/10^3\Delta\rho_1$ à la surface en fonction de x et de y dans le cas 3 bis.

y	x $10^7\times$	0	0.5	1	5	10	30	50
$2l/6$	$u(\rho_0)$	0	−0.5095	−0.6700	−0.7480	−0.7375	−0.6895	−0.6295
	$v(\rho_0)$	37.78	15.29	5.625	−0.1381	−0.1436	−0.1719	−0.2083
$4l/6$	$u(\rho_0)$	0	−0.8825	−1.160	−1.296	−1.277	−1.194	−1.090
	$v(\rho_0)$	87.17	31.15	11.02	−0.1201	−0.1251	−0.1509	−0.1878
l	$u(\rho_0)$	0	−1.019	−1.340	−1.496	−1.475	−1.379	−1.259
	$v(\rho_0)$	113.2	38.67	13.45	−0.0700	−0.0731	−0.0895	−0.1170

	70	90	95	99	99.5	100
	−0.5455	−0.3975	−0.3595	−0.1644	−0.1124	0
	−0.3406	−0.6700	−1.408	−3.375	−5.033	−10.119
	−0.9448	−0.6884	−0.6227	−0.2847	−0.1947	0
	−0.2982	−0.6227	−1.2033	−3.028	−4.383	−8.292
	−1.091	−0.7949	−0.7190	−0.3288	−0.2248	0
	−0.1759	−0.4085	−0.6760	−1.870	−2.559	−4.244

Le tableau 9 montre les composantes u_0 et v_0 calculées par les valeurs numériques en C.G.S.: $\beta=2\times10^{-13}$, $\alpha=10^{-8}/2$, $H=4\times10^5$, $k=10^{-6}$, $\cos\alpha y=1$ pour u_0 et $\sin\alpha y=1$ pour v_0.

Le maximum de v_0 n'est que 11.7 cm/sec sur la côte ouest, alors que la composante $v(\rho_0)$ dépasse facilement 100 cm/sec ou 200 cm/sec. Le transport de masse M_y' entre $x=0$ et $x=x_0$ est calculé par:

$$M_y'=-H\int_0^{x_0}\frac{\partial\psi}{\partial x}\,dx=-H[\psi]_0^{x_0}=-H[\psi]_0.$$

Lorsque l'on entend la largeur du Kuroshivo par x_0, elle est à peu près 2×10^7 cm et M_y' devient 20×10^{12} gr/sec environ. La largeur est évidemment trop grande. Cela signifie que la valeur de k a été surestimée dans le calcul numérique ci-dessus.

Quand on suppose que le courant se dirige vers le nord entre $x=0$ et $x=x_0$ et que la vitesse du courant est de forme sinusoïdale pour $0\leqq x\leqq x_0$, de façon que la longueur x_0 soit égale à la demi-longueur d'onde, on a:

Tableau 9.
Composantes u_0 et v_0.

x $10^7\times$	u_0	v_0
0	0	11.70
0.5	0.1845	4.205
1	0.2515	1.535
5	0.2800	−0.550
10	0.2660	−0.550
30	0.2095	−0.550
50	0.1515	−0.600
70	0.0920	−0.600
90	0.0310	−0.600
95	0.0155	−0.600
99.5	0.0015	−0.600
100	0	−0.650

$$B\frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2}=-B\frac{\pi^2}{x_0^2}v_0 .$$

Le remplacement du terme $B(\partial^2/\partial x^2)$ par $-k$ se traduit donc par:

$$B\frac{\pi^2}{x_0^2}\quad k .$$

D'après Munk (1950), on obtient:

$$x_0=3.7\times\left(\frac{B}{\beta}\right)^{1/3} .$$

Il vient alors:

$$k=\frac{\pi^2}{3.628^2}B^{1/3}\beta^{2/3} ,$$

ou

$$B=59.27\times(10^8k)^3 , \qquad (18)$$

si on suppose $\beta=2\times10^{-13}$.

On a donc:

$$B=\begin{cases} 5.927\times10^7 & \text{pour } k=10^{-6} , \\ 3.793\times10^7 & \text{pour } k=4\times10^{-6} , \\ 0.7409\times10^7 & \text{pour } k=0.5\times10^{-6} . \end{cases}$$

D'autre part, la valeur maximum de v_0 est déterminée, toujours d'après Munk (1950), par la relation:

$$v_{0M}=6.88\times10^{15}\times\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3}\times\frac{\partial\tau_x}{\partial y} .$$

Or, on obtient la largeur du courant x_0 et la valeur maximum v_{0M} pour la valeur de $\partial\tau_x/\partial y$ utilisée par Munk (1950):

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3}=2.714\times10^{-7} , \\ &x_0=1.337\times10^7 , \\ &v_{0M}=\begin{cases} 14 & \text{à } 33°\text{N} \\ -29.9 & \text{à } 54°\text{N} \end{cases} \end{aligned}\right\} \text{pour } B=10^7 ,$$

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{\beta}{B}\right)^{1/3}=1.587\times10^{-7} , \\ &x_0=2.286\times10^7 , \\ &v_{0M}=\begin{cases} 8.19 & \text{à } 33°\text{N} \\ -17.5 & \text{à } 54°\text{N} \end{cases} \end{aligned}\right\} \text{pour } B=5\times10^7 .$$

Lorsque $\tau_x=-\cos(10^{-8}/2)y$, on a $v_{0M}=9.34$ cm/sec pour $B=10^7$ et 5.46 cm/sec pour $B\ 5\times10^7$.

Il s'ensuit que la relation (18) permet de remplacer à peu près correctement les termes $B(\partial^2u/\partial x^2)$ et $B(\partial^2v/\partial x^2)$ par les termes $-ku$ et $-kv$ et que la valeur de k égale à 10^{-6} y correspond approximativement à la valeur de B égale à 10^7, supposée par Munk. Il est toutefois à noter que l'on ne sait toujours rien du tout de l'effet de ce remplacement sur les courants à l'est de l'océan.

La convergence des séries représentant $u(\tau)$ et $v(\tau)$ est beaucoup moins rapide que celle des séries représentant $u(\rho_0)$ et $v(\rho_0)$. Il faudrait calculer une centaine de termes ($s\sim100$) pour les obtenir avec une précision satisfaisante.

A l'équateur ou à son voisinage immédiat, il vient:

$$u_s\doteqdot-\frac{2\tau_0}{H}\frac{1}{A\lambda^2+k} ,$$

où τ_0 est la force d'entraînement du vent à l'équateur.

La somme $u'=\sum_{s=1}^{\infty}u_s(\tau)\cos\lambda z$ s'écrit alors:

$$u'\doteqdot-\frac{2\tau_0}{H}\sum\frac{\cos\lambda z}{A\lambda^2+k} ,$$

$$\doteqdot-\frac{2\tau_0}{H}\cdot\frac{H^2}{A\pi^2}\int_0^\infty\frac{\cos(s\pi/H)z}{s^2+k(H^2/A\pi^2)}ds ,$$

$$=-\frac{\tau_0}{\sqrt{Ak}}e^{-z\sqrt{k/A}} .$$

L'intégration de celle-ci depuis la surface jusqu'au fond donne:

$$\int_0^H u'dz=-\frac{\tau_0}{k} .$$

Pour que s'annule le transport de masse, il vaut peut-être mieux écrire:

$$u'=\tau_0\left[\frac{1}{kH}-\frac{1}{\sqrt{Ak}}e^{-z\sqrt{k/A}}\right] .$$

Les valeurs numériques employées dans le calcul numérique des courants de convection et $\tau_0=-0.3$ donnent:

$u' = -21$ cm/sec dans le cas 1,
$= -52$ cm/sec dans les cas 2 et 3.

Il n'est pas très raisonnable que l'ordre de grandeur de u' varie brusquement avec la latitude dans la région équatoriale, ce qui permet d'espérer que le vent peut produire une vitesse négative de quelques dizaines de centimètres par second dans la région équatoriale. Le courant de convection s'y dirige vers l'est avec une vitesse faible, certainement inférieure à 10 cm/sec. Il en résulte que la force du vent peut non seulement annuler le courant de convection mais encore établir un nouveau courant qui se dirige vers l'ouest avec une vitesse comparable à celle observée. Il paraît donc que la force d'entraînement du vent joue un rôle capital dans la région équatoriale.

La méthode approchée que j'ai employée à l'aide des intégrales définies n'est utilisable qu'au voisinage de l'équateur, à cause de la forme très complexe de $u_s(\tau)$ et de $v_s(\tau)$. La convergence est trop lente. La grandeur des composantes $u_s(\tau)$ et $v_s(\tau)$ ne change pas sensiblement si le rang s reste inférieur à une certaine valeur limite. Elles commencent à diminuer brusquement et très rapidement avec s lorsque la valeur de s la dépasse suffisamment. Donc, les sommes $\bar{u} = \sum u_s(\tau) \cos(s\pi/H)z$ et $\bar{v} = \sum v_s(\tau) \cos(s\pi/H)z$ deviennent presque nulles sauf dans la couche superficielle, puisque le signe de $\cos(s\pi/H)z$ à une certaine grande valeur de z change fréquemment avec s et elles y deviennent extrêmement faibles, tandis que pour une petite valeur de z, le signe de $\cos(s\pi/H)z$ ne change pas si fréquemment. Je pense alors que le courant représenté par $\bar{u}$ et $\bar{v}$ ne peut être très différent du courant obtenu par Ekman, qui s'amortit rapidement avec la profondeur, grâce au facteur $e^{-z\sqrt{f/2A}}$. La grandeur de la vitesse est donnée par $\tau/\sqrt{Af}$ à la surface. Elle est 16 cm/sec pour $A=50$, $f=7\times10^{-5}$ et $\tau=1$. Par suite, les $u_s(\tau)$ et $v_s(\tau)$ sont probablement incapables de produire des courants forts qui s'étendent depuis la surface jusqu'à quelques centaines de mètres de profondeur, à l'ouest, au centre et à l'est de l'océan.

En bref, les courants entraînés par la force du vent, définis par $u_0 + \sum u_s(\tau) \times \cos(s\pi/H)z$ et $v_0 + \sum v_s(\tau) \cos(s\pi/H)z$ sont presque uniformes en toute la profondeur à l'exclusion de la couche superficielle peu profonde.

6. Transport de masse du aux courants de convection et celui dû aux courants entraînés par la force dû vent

Je me propose d'évaluer grossièrement la masse $M(c)$ transférée par les courants de convection qui se dirigent vers l'est au-dessous d'un certain niveau entre l'équateur et la frontière nord située à 60°N environ au centre de l'océan.

On a:

$$M(c) \doteqdot \text{vitesse} \times \text{épaisseur} \times \text{largeur},$$

où

$$\text{vitesse} = 10^3 \times \begin{cases} 2\Delta\rho \text{ cm/sec} & \text{dans le cas 1,} \\ 2.25\Delta\rho \text{ cm/sec} & \text{dans le cas 2,} \\ 2\Delta\rho \text{ cm/sec (couche superficielle)} \\ 0.06\Delta\rho \text{ cm/sec (couche profonde)} \end{cases} \text{dans le cas 3,}$$

$$\text{épaisseur} = \begin{cases} 1000 \text{ m} & \text{dans le cas 1,} \\ 1100 \text{ m} & \text{dans le cas 2,} \\ 700 \text{ m (couche superficielle)} \\ 1200 \text{ m (couche profonde)} \end{cases} \text{dans le cas 3,}$$

et la largeur est 6×18^8 cm dans tous les cas.

On obtient alors:

$$M(c) = \begin{cases} 120\times10^{12}\times(10^3\Delta\rho) \text{ gr/sec} & \text{dans le cas 1,} \\ 150\times10^{12}\times(10^3\Delta\rho) \text{ gr/sec} & \text{dans le cas 2,} \\ 80\times12^{12}\times(10^3\Delta\rho) \text{ gr/sec} & \text{dans le cas 3.} \end{cases}$$

Rappelons que le transport de masse calculé par Munk (1950) est 36×10^{12} gr/sec pour le Kuroshivo et 39×10^{12} gr/sec pour le Gulf Stream. Le transport $M(c)$ augmenterait encore si l'on prenait une plus petite valeur de k. Tout cela met en évidence l'importance des courants de convection.

7. Structure verticale du Kuroshivo

Le transport de masse du Kuroshivo n'est pas précisément déterminé par les observations à cause des fluctuations des courants dans le temps et de l'incertitude inévitablement introduite dans le calcul dynamique par le choix du niveau de référence. Il semble, tout de même, le plus plausible que le niveau de référence se situe à la profondeur de 1500 m environ et le transport de masse est 50 à 60×10^{12} gr/sec. Le transport de masse théoriquement obtenu par Munk (1950) est 36×10^{12} gr/sec. Comme cela étant précisé dans l'introduction de ce mémoire, il n'y a aucune raison bien fondée que le transport de masse du Kvroshivo obtenu par les observations s'accorde avec celui qu'on a obtenu théoriquement en intégrant la vitesse horizontale multipliée par la densité depuis la surface jusqu'au fond.

Compte tenu des courants de convection et des courants entraînés par la force du vent je présente un schéma de la structure verticale du Kuroshivo dans la figure 13.

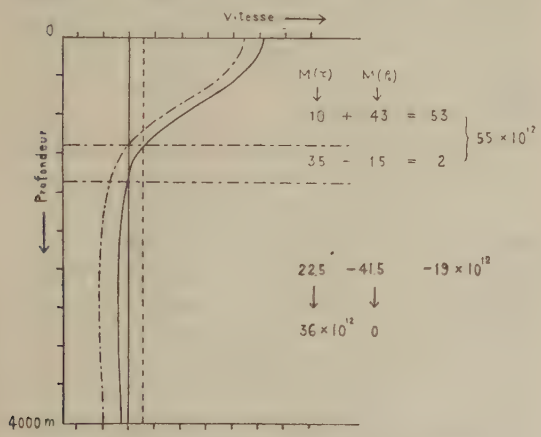


Fig. 13. Répartition verticale du transport de masse du Kuroshivo.

Bien que les valeurs numériques indiquées dans la figure ne soient pas définitives, elle permettra d'estimer la répartition possible du transport de masse dans le cas où le transport de Kuroshivo est supposé 55×10^{12} gr/sec et où le niveau de référence est supposé à 1500 m de profondeur. La force du vent en transporte 13.5×10^{12}, à peu près 25% du transport total, alors que les courants de convection transportent 41.5×10^{12}. Ce résultat n'est absolument pas compatible avec l'idée courante de la circulation générale que le Kuroshivo est produit principalement par la force du vent. Fuglister (1951) a trouvé une correlation entre la variation des courants dans le Gulf Stream et celle du vent. Il me paraît que son résultat est fort loin d'être définitif et qu'il ne met pas opposition au mien. L'expérience de von Arx (1952) a confirmé la théorie relative au transport de masse dû à la force du vent mais n'a pas confirmé que le Kuroshivo et le Gulf Stream sont produits par la force du vent.

8. Courants à l'est de l'océan

Dans mon modèle, un courant relativement fort se dirige vers le nord le long de la côte est. Sa vitesse à la moyenne latitude est de l'ordre de 10 à 20% de celle du courant qui se dirige également vers le nord le long de la côte ouest, dans le cas où $\Delta\rho=2.4\times10^{-3}$ et $\Delta\rho_1=0.7\times10^{-3}$. Dans le Pacifique, le vent local a un effet considérable sur les courants au large de la Californie et le régime n'y est pas bien permanent, ce qui ne permet pas d'appliquer directement mon résultat aux courants près de la côte occidentale de l'Amérique du Nord. Je suggère simplement que le courrant de convection peut y être justement le courant de Davidson identifié jusqu'à 40°N environ et qu'il cède aux courants entraînés par la force du vent, lorsque le vent du nord ou du nord-ouest est prédominant, de telle sorte que les courants se dirigent vers le sud dans une couche superficielle. Les observations faites par Sverdrup et son équipe en 1938 (Sverdrp et son équipe, 1942) montrent que le transport de masse vers le nord est 5×10^{12} au large de la Californie. Bien qu'il s'agisse des courants non permanents, on pourrait dire que cela n'est pas inexplicable, qualitativement, par la convection.

9. Courant orienté vers l'équateur audessous du kuroshivo ou du Gulf Stream

Les mesures directes des courants profonds restent peu nombreuses (Swallow, 1955, 1957; Swallow et Worthington, 1957; Laughton, 1957; Swallow et Hamon, 1960; Lacombe, 1961). On est encore très loin d'avoir une idée de la circulation abyssale sur la base des résultats des mesures directes. Toutefois, il paraît presque sûr qu'il se trouve un courant orienté vers l'équateur au-dessous du Gulf Stream avec une vitesse de quelque 10 cm/sec. Si le courant de convection se dirige vers l'équateur avec une vitesse de 30 cm/sec environ et si le courant entraîné par la force du vent se dirige vers le nord avec une vitesse de 10 à 20 cm/sec, ce qui n'est d'ailleurs pas irréalisable dans mon modèle, le courant se dirige finalement vers l'équateur avec une vitesse de 10 à 20 cm/sec environ. Donc, mon résultat semble confirmer l'ordre de grandeur de la vitesse mesurée au-dessous du Gulf Stream. En raison de la valeur prise pour la longueur de l'océan ($L=10^9$) le résultat du calcul numérique est plus valable pour l'Océan Pacifique que pour l'Océan Atlantique mais il ne causera pas de grave erreur de confondre l'un avec l'autre.

10. Discussions des hypothèses, des simplifications et des résultats

Mon résultat est toutefois incompatible avec celui de Wüst (1957). En utilisant les données de l'Expédition "Meteor", il a montré qu'il se trouve une vitesse de 3 à 17 cm/sec dans la couche profonde le long de la côte est de l'Amérique du Sud mais que le transport est négatif (vers le sud) dans la couche intermédiaire (1400 m$\lesssim z \lesssim$4000 m) et positif (vers le nord) dans la couche profonde ainsi que dans la couche superficielle. Un autre désaccord se manifeste entre le résultat de Masuzawa (1960) et le mien. Il a calculé le transport de masse à l'ouest du Pacifique Nord et trouvé qu'il se dirige vers le nord à la haute latitude. Celui-ci ne s'accorde ni avec le mien, ni le résultat de la théorie classique du transport de masse.

Ainsi mes résultats sont-ils compatibles avec quelques faits mais incompatibles avec d'autres faits. La concordance parfaite est plutôt inespérée en raison de:

1° Incertitude de notre connaissance de la circulation basée sur les observations. On ne sait exactement où se situe le niveau de référence dans le calcul dynamique, d'une part et les mesures directes des courants, notamment celles dans la couche profonde, sont encore peu nombreuses, d'autre part.

2° Hypothèses et simplifications faites dans mon modèle. Mes résultats sont très approchés.

a) Le remplacement respectif des termes de frottement $B(\partial^2 u/\partial x^2)$ et $B(\partial^2 v/\partial x^2)$ par $-ku$ et $-kv$ ne permet pas de les discuter en détail au voisinage des côtes est et ouest en comparaison des résultats obtenus par les observations. L'introduction des termes de frottement a la possibilité de produire des contrecourants entre la côte ouest et le courant qui se dirige vers le nord, alors que Miyazaki (1952) les a confirmés par l'introduction des coefficients de frottement latéral variables avec la distance de la côte.

b) J'ai fait l'hypothèse: f^2 est une constante dans l'équation (14). Cela n'a pas d'importance au moins pour les termes de rang inférieur à 5 dans les séries infinies représentant la solution. Le résultat doit être sujet à quelque modification: par exemple, sans cette hypothèse le courant orienté vers le nord le long de côte ouest rencontrerait à une autre latitude que 40°N le courant orienté vers le sud, provenant de la haute latitude.

c) Il n'y a pratiquement pas de frontière au nord et au sud. Aucune condition n'y est imposée. Il est possible que joue un rôle plus ou moins important l'échange de la masse entre l'Océan Pacifique ou l'Océan Atlantique et l'Océan Antarctique ou l'Océan Arctique.

d) Je n'ai tenu compte que du terme $w(\partial\rho/\partial z)$ et des termes de diffusion dans l'équation de densité. Il est peu probable que le champs de densité et celui de courants obéissent partout à l'équation de densité ainsi simplifiée. J'ai négligé tous les termes non linéaires dans les équations uu mouvement. Il est naturellement possible de construire

une solution non linéaire où sont essentiels les termes d'inertie au lieu de frottement latéral au voisinage de la côte ouest de l'océan, justement comme l'ont fait CHARNEY (1955) et MORGAN (1956) en utilisant la solution linéaire de MUNK pour les courants dans l'océan central.

e) Le frottement a été supposé nul au fond.

Les coefficients de turbulence ont été supposés constants partout. L'effet de leur variation avec la profondeur, notamment celle des coefficients de diffusion turbulente ne doit pas être parfaitement négligeables, mais il est très difficile d'évaluer l'erreur ainsi commise.

f) La géométrie des frontières latérales et le relief du fond sont idéalisés, ce qui est certainement une restriction très importante. La théorie concernant l'effet des frontières, soit latérales, soit verticale, est toujours embryonnaire.

Dans une note précédente (TAKANO, 1960), il est constaté que la condition dynamique au fond exerce un effet capital sur la solution dans un canal de longueur indéfinie. Toutefois, il me semble qu'elle n'est pas aussi importante dans un océan fermé, car la force de Coriolis s'y met presque en équilibre avec le gradient de pression, alors qu'un autre équilibre s'établit entre la force de Coriolis et le frottement dans un canal de longueur indéfinie. Je pense que le résultat obtenu par la condition au fond: frottement nul, ne diffère pas beaucoup de celui obtenu par la condition au fond: vitesse nulle, dans un océan fermé. J'ai donné plus haut à la surface, comme force génératrice d'une circulation, la force d'entraînement du vent, d'une part et la densité à la surface en fonction de la latitude ou de la longitude, d'autre part. Les courants de convection sont définis par les courants causés par cette dernière. Néanmoins, si les courants de convection sont plus rigoureusement définis par les courants établis par la distribution non uniforme du flux de chaleur effectivement transmis du soleil et de l'atmosphère à la surface de l'océan, les courants dits " de convection " obtenus plus haut à partir de la densité donnée à priori à la surface ne coïncident généralement pas avec les courants de convection définis au sens précis, déterminés à partir du flux de chaleur lui-même, même si l'on admet que la densité est une fonction de la température seule. En réalité, la densité à la surface est déterminée non seulement par le flux de chaleur mais encore par la force d'entraînement du vent. Le champs de densité et le champs de vitesse des courants, produits soit par la force du vent, soit par la convection se dépendent l'un de l'autre au travers de l'équation de densité non linéaire. Dans un tel système non linéaire, les courants par le vent et la chaleur ne peuvent plus être superposables et il sera très difficile de préciser tel ou tel rôle est joué par celui-là et tel ou tel rôle joué par celle-ci dans la distribution de densité à la surface, ou plus généralement à l'intérieur de l'océan. Il n'est pas moins difficile de définir proprement les courants de convection et les courants entraînés par la force du vent. Il faut des études approfondies pour justifier l'hypothèse: c'est le flux de chaleur qui détermine, en première approximation, la densité à la surface. Je reviendrai prochainement à ce problème.

Dans ce mémoire, je n'ai étudié que l'état permanent. Si les courants de convection sont plus importants que les courants entraînés par la force du vent dans la circulation générale, ses fluctuations doivent être étroitement liées à celles du flux de chaleur que reçoit la surface de l'océan. Il faudrait les regarder d'un oeil neuf, en tenant compte de la convection, alors que celle-ci a été jusqu'à présent négligée par tous ceux qui ont abordé le problème de l'état non permanent de la circulation.

Je n'ai fait le calcul numérique que pour la vitesse horizontale. La vitesse verticale n'est pas bien utilisable pour vérifier la validité de mon modèle, car on connaît le moins de la vitesse verticale, même de son ordre de grandeur, à cause de la difficulté des mesures directes de celle-ci. Un calcul approché montre que mon modèle ne produit pas de vitesse verticale extraordinairement grande ou petite. D'un autre côté, notre connaissance du champs de densité est beaucoup moins insuffisante. Je devrais

comparer le champs de densité théoriquement obtenu et celui observé. Toutefois, eu égard à la relation étroite par laquelle se lient le champs de densité et celui de courants, la distribution de densité théorique ne doit pas être absolument déraisonnable, si celle de courants est plausible en comparaison des résultats obtenus par les observations hydrographiques. En tous cas, il est le plus important, pour le moment, de calculer la densité par une méthode quelconque, susceptible de converger plus rapidement la série infinie représentant la densité.

11. Conclusion

En somme, s'il s'agit de la vitesse elle-même, il reste beaucoup de choses à faire dans le problème de la circulation générale, bien que mon modèle idéalisé permette de représenter l'aspect général de la circulation. C'est tout de même la première fois qu'un modèle présente une solution plausible de la circulation générale par la vitesse elle-même. Il paraît que la convection est essentiellement importante sauf dans la région équatoriale où est probablement indispensable la force d'entraînement du vent. Signalons que l'hypothèse faite par Hassan (1958): vitesse verticale nulle partout, est trop restrictive. Elle veut dire implicitement que la densité n'est pas une constante, bien qu'il la suppose constante, de façon que la vitesse verticale due aux courants entraînés par la force du vent soit complètement annulée par celle due aux courants de convection. Dans une note précédente (Takano, 1959), j'ai montré que la distribution de densité, nécessaire pour faire cette hypothèse, n'est pas admissible.

Depuis longtemps, on s'est efforcé d'expliquer les courants marins soit par le vent, soit par le flux de chaleur. Il a paru que le vent l'emportait sur la chaleur, lorsque l'on a élaboré la théorie relative au transport de masse et que l'on aurait eu tort de confondre le transport de masse avec les courants eux-mêmes.

Il paraît maintenent que la supériorité du vent est tombée.

Bibliographie

Charney, G. R., 1955:
The Gulf Stream as an inertial boundary layer. Proc. Nat. Acad. Sci., **41**, 731-740.

Fuglister, F. C., 1951:
Annual variation in current speed in the Gulf Stream System. Journ. Mar. Res., **10**, 119-127.

Hassan, E. M., 1958:
On the wind-driven ocean circulation. Deep Sea Res., **5**, 36-43.

Laughton, A. S., 1957:
A new deep sea underwater camera. Deep Sea Res., **4**, 120-125.

Lacombe, H., 1961:
Mesures de courants à 1000 m de profondeur à l'ouest de la côte espagnole (Cap Finisterre). Cahiers Océanogr. XIIIe Année, 9-13.

Masuzawa, J., 1960:
Western boundary currents and vertical motion in the Subarctic North Pacific Ocean. Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **16**, 69-73.

Miyazaki, M., 1952:
Notes on the theory of the wind-driven oceanic circulation. Oceanogr. Mag., **4**, 31-36.

Morgan, G. W., 1956:
On the wind-driven ocean circulation. Tellus, **8**, 301-320.

Munk, W. H., 1950:
On the wind-driven ocean circulation. Journ. Meteor., **7**, 79-93.

Stommel, H., 1948:
The westward intensification of wind-driven ocean currents. Trans. Amer. Geophy. Union, **29**, 202-206.

Sverdrup, H. U. et équipe, 1942:
Oceanographic Observations on the "E. W. Scripps" cruises of 1938. Rec. Obs. Scripps Inst. Oceanogr., **1**, 1-64.

Sverdrup, H. U., Johnson, M. W. et Fleming, R. H., 1942:
The oceans, their physics, chemistry and general biology. Prentice-Hall, New York.

Swallow, J. C., 1955:
A neutral-buoyancy float for measuring deep currents. Deep Sea Res., **3**, 74-81.

——— 1957:
Some further deep current measurements using neutrally-buoyant float. Deep Sea Res., **4** 93-104.

Swallow, J. C. et Hamon, R. V., 1960:
Some measurements of deep currents in the Eastern North Atlantic. Deep Sea Res., **6**, 155-168.

Swallow, J. C. et Worthington, L. V., 1957:
Measurements of deep currents in the western North Atlantic. Nature, **179**, 1183-1184.

Takano, K., 1959:
Sur la circulation océanique. Cahiers Océanogr., **11**, 644-660.

——— 1960:
Sur la circulation générale convective dans les océans. Bull. Inst. Océangr. Monaco, N° 1178.
——— 1961a:
Circulation générale permanente dans les océans. Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **17**, 121-131.
——— 1961b:
Circulation générale permanente dans les océans.—Deuxième partie—. Journ. Oceanogr. Soc. Japan, **17**, 132-140.
von ARX, W. S., 1952:
A laboratory study of the wind-driven ocean circulation. Tellus, **4**, 311-318.
WÜST, G., 1957:
The Meteor profiles in the Atlantic. Chr. Union Géodes. Géophys. Intern., (2), 81-83.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4. December 1961

Distribution de Densité à la Surface d'un Océan de Longueur Indéfinie en Fonction de la Latitude*

Kenzo TAKANO**

Abstract: I make an attempt to determine, in a long canal infinitely extended in the east-west direction, the density of water at the surface subject to the wind stress and the heat flux effectively transferred from the sun and the atmosphere to the water surface. The salinity is supposed to be constant. The result is very variable with the value of the eddy diffusivity. It is nevertheless shown that the heat flux non uniformly distributed at the surface is probably much more important than the wind stress to the variation of the density with the latitude observed at the surface in the Pacific Ocean or the Atlantic Ocean.

1. Introduction

Il est bien connu que la densité à la surface est, en gros, une fonction de la latitude dans les océans. Bien que ce soit essentiellement le flux de chaleur transmis à la surface qui produit une distribution non uniforme de densité à la surface, ce n'est pas indispensablement la distribution non uniforme de celui-là, même si la densité est déterminée par la température seule. La température à la surface peut être variable avec la latitude ou la longitude, grâce à la force d'entraînement du vent. Supposons qu'un gradient vertical de température uniforme s'établit par le flux de chaleur uniforme dans un océan, que l'eau est au repos et que la force d'entraînement du vent déclanche un mouvement de l'eau dans l'océan ainsi stabilisé où la température diminue linéairement avec la profondeur. Or, un mouvement ascendant qui amène l'eau froide de la couche profonde vers la couche superficielle, diminuera la température à la surface. La température augmentera relativement, de la même façon, par un mouvement descendant.

La présente note qui est pour ainsi dire un préliminaire, a pour objet de déterminer la densité à la surface en fonction du flux de chaleur et de la force d'entraînement du vent dans un océan de longueur indéfinie, orienté dens le sens est-ouest.

* Received May 22, 1961
** Geophysical Institute, University of Tokyo

2. Flux de chaleur effectivement transmis du soleil et de l'atmosphère à la surface des océans

Il faut, tout d'abord, calculer le flux de chaleur Q que reçoit effectivement la surface des océans.

La chaleur échangée entre l'atmosphère et l'océan se composera, en première approximation, de: 1° Les insolations thermiques du soleil et de l'atmosphère à la surface des océans Q_s. 2° Les insolations thermiques de la surface des océans à l'atmosphère Q_b. 3° La chaleur directement transmise des océans à l'atmosphère par la convection et la conduction Q_h. 4° La chaleur latente de vaporisation Q_e.

La chaleur Q s'écrit alors

$$Q=Q_s-Q_b-Q_h-Q_s$$

Tous ces termes, notamment le premier et le deuxième, sont très difficiles à évaluer. Le quartième terme est donné par:

$$Q_e=LE\,,$$

où L est la chaleur de vaporisation et E l'évaporation.

Pour le troisième, on écrit habituellement:

$$Q_h=RQ_e\,.$$

Le coefficient R, coefficient de BOWEN, dépend principalement du rapport du gradient de température à celui d'humidité de l'air justement au-dessus de la surface des océans.

JACOBS (1951) a présenté un tableau qui montre tous les dix degrés la quantité Q_a

$=Q_h+Q_e$ dans le Pacifique et l'Atlantique pour les quatres saisons. On s'heurte à la difficulté d'évaluer la différence Q_s-Q_b. D'après Mosby (1936) qui a donné un tableau la figurant tous les dix degrés à partir de 70°S jusqu'a 70°N, Q_s-Q_b est positive partout, quelle que soit la latitude.

Plus précisément, il faudrait tenir compte du flux de chaleur transmis de la croûte terrestre au fond des océans, de la transformation de l'énergie cinétique en chaleur, de la condensation de vapeur d'eau à la surface des océans, etc... Je les ai tous négligés, car il est presque impossible d'en évaluer, même grossièrement, l'ordre de grandeur d'une part, et leurs effets sont peut-être faibles, d'autre part.

En employant le tableau de Jacobs, j'ai calculé tous les dix degrés la moyenne annuelle de Q_a, et puis Q, en supposant que les valeurs données par Mosby soient utilisables pour le Pacifique aussi bien que pour l'Atlantique. Dans la figure 1 se montre le résultat ainsi obtenu. On voit immédiatement que Q est positive à la basse latitude et négative à la haute latitude et qu'elle est relativement grande entre 40°N et 50°N, correspondant à une faible valeur de Q_a, qui est, à son tour, certainement due à la faible évaporation dans cette région. L'évaluation des quantités Q_s-Q_b et Q_a, bien qu'approchée, n'empêchera pas d'avoir une idée grossière de l'order de grandeur de Q. Il paraît que son amplitude est de l'ordre de 0.05 cal/cm² min.

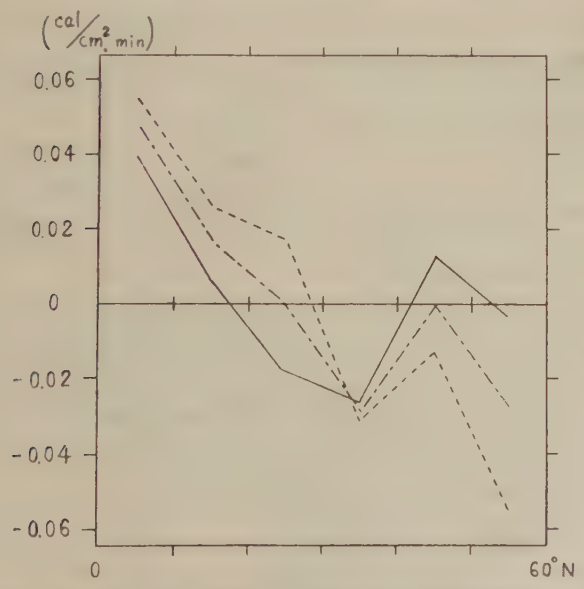


Fig. 1. Flux de chaleur effectivement transmis du soleil et de l'atmosphère en fonction de la latitude dans l'Hémisphère Nord.

—— Pacifique ---- Atlantique —·— Moyenne

3. Mise en équation du problème

Lorsque les axes OX, OY et OZ sont orientés respectivement vers l'est, le nord et le bas et que l'on néglige tous les termes non linéaires dans les équations du mouvement, les équations du mouvement l'équation de continuité et l'équation de densité s'écrivent:

$$A\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}+B\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+fv=0\,, \qquad (1)$$

$$A\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}+B\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}-fu=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\,, \qquad (2)$$

$$0=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}-g\,, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0\,, \qquad (4)$$

$$v\frac{\partial \rho}{\partial y}+w\frac{\partial \rho}{\partial z}=\left(A'\frac{\partial^2}{\partial z^2}+B'\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\rho\,, \qquad (5)$$

où u, v et w désignent les trois composantes de la vitesse, p la pression, ρ la densité, g l'accélération de la pesanteur, f le paramètre de Coriolis, A et B les coefficients de frottement turbulent et enfin A' et B' les coefficients de diffusion turbulente.

L'équation (5) est non linéaire. Dans un tel système non linéaire, la distribution de courants et celle de densité produites par la force d'entraînement du vent et le flux de chaleur ne peuvent plus être superposables. Il est très difficile de préciser tel ou tel rôle est joué par la force d'entraînement du vent et tel ou tel rôle par le flux de chaleur dans le champs de courants et celui de densité. Il est également difficile de définir proprement les courants de convection et les courants entraînés par la force du vent.

Pour simplifier l'équation (5), je fais les hypothèses:

1° Le term $v\frac{\partial \rho}{\partial y}$ est négligeable à côté du terme $w\frac{\partial \rho}{\partial z}$.

2° Le terme $w\frac{\partial \rho}{\partial z}$ est remplacé par $w\beta_0$, β_0 étant la valeur moyenne de la stabilité verticale $\frac{\partial \rho}{\partial z}$, donnée à priori.

3° Les coefficients A' et B' sont donnés par $A'=kA$ et $B'=kB$ avec une même valeur de k.

L'équation (5) ainsi linéarisée permet de séparer la solution en deux parties distinctes: la première ne dépend que de la force d'entraînement du vent et la deuxième ne dépend que du flux de chaleur.

Quant aux conditions aux limites, elles s'écrivent:

$$\left.\begin{aligned} A\frac{\partial u}{\partial z} &= -\tau = -\tau_x \sin\alpha(y-y_0)\,, \\ A\frac{\partial v}{\partial z} &= 0\,, \\ w &= 0\,, \\ A'\frac{\partial \rho}{\partial z} &= \alpha_0 Q = \alpha_0 Q_0 \cos(y-y_0) \end{aligned}\right\} \quad \text{pour} \quad z=0\,,$$

$$\left.\begin{aligned} A\frac{\partial u}{\partial z} &= A\frac{\partial v}{\partial z} = 0\,, \qquad \text{(cas 1)} \\ u &= v = 0\,, \qquad \text{(cas 2)} \\ w &= \rho = 0\,, \end{aligned}\right\} \quad \text{pour} \quad z=H\,.$$

où α, y_0, Q_0 et τ_x sont des constantes et α_0 le coefficient d'expansion thermique.

A titre de comparaison, je cherche des solutions par les deux conditions dynamiques au fond: frottement nul (cas 1) et vitesse nulle (cas 2).

4. Solution

Lorsque l'on introduit une fonction Ψ de façon que les composantes v et w soient définies par $v=\frac{\partial \Psi}{\partial z}$ et $w=-\frac{\partial \Psi}{\partial y}$ respectivement, la solution est de forme:

$$\begin{aligned} \Psi = -\sin\alpha(y-y_0)[&a_0\cosh\lambda' z + b\sinh\lambda' z - a_0 e^{-p'z}\cos q' z + a_3 e^{p'(z-H)}\cos q'(z-H) \\ &+ a_4 e^{p'(z-H)}\sin q'(z-H)]\,, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u = f\sin\alpha(y-y_0)\Big[&\frac{b\lambda'}{A\lambda'^2-B\alpha^2}\cosh\lambda' z + \frac{\lambda' a_0}{A\lambda'^2-B\alpha^2}\sinh\lambda' z + \frac{a_0}{f}p' e^{-p'z}\cos q' z \\ &- \frac{p'}{f}a_0 e^{-p'z}\sin q' z + \frac{p'}{f}(a_3-a_4)e^{p'(z-H)}\cos q'(z-H) \\ &+ \frac{p'}{f}(a_3+a_4)e^{p'(z-H)}\sin q'(z-H) + \frac{\lambda'^2}{\gamma}d_5\frac{\cosh\gamma(z-H)}{\cosh\gamma H}\Big]\,, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho = \frac{\alpha\beta_0}{k}\cos\alpha(y-y_0)\Big[&\frac{a_0}{A\lambda'^2-B\alpha^2}\cosh\lambda' z + \frac{b}{A\lambda'^2-B\alpha^2}\sinh\lambda' z + \frac{a_0}{f}e^{-p'z}\sin q' z \\ &+ \frac{a_3}{f}e^{p'(z-H)}\sin q'(z-H) - \frac{a_4}{f}e^{p'(z-H)}\cos q'(z-H) + d_5\frac{\sinh\gamma(z-H)}{\cosh\gamma H}\Big]\,, \end{aligned}$$

où

$$\left.\begin{aligned} \gamma &= \alpha\sqrt{\frac{B}{A}}\,, \\ p' &= \sqrt{\frac{B\alpha^2+\sqrt{B^2\alpha^4+f^2}}{2A}}\,, \end{aligned}\right\} \quad \text{pour les cas 1 et 2,}$$

$$q'=\sqrt{\frac{-B\alpha^2+\sqrt{B^2\alpha^4+f^2}}{2A}}\,,$$

$$\lambda'=\frac{\alpha}{f}\sqrt{g\beta_0}\,,$$

a_3 a_4 0,

$b=-a_0\coth\lambda' H$,

$$a_0=[\Delta]^{-1}\left[-\frac{\alpha_0 Q_0}{A\beta_0\alpha}\lambda'^2\tanh\gamma H+\frac{\tau_x}{Af}\gamma\right],$$

$$d_5=[\Delta]^{-1}\left[-\frac{\tau_x}{Af}\left\{-\frac{\lambda'\coth\gamma H}{A\lambda'^2-B\alpha^2}+\frac{p'}{f}\right\}-\frac{\alpha_0 Q_0}{A^2\beta_0}B\alpha\,\frac{1}{A\lambda'^2-B\alpha^2}\right]$$

dans le cas 1,

$$\Delta=-\lambda'^2\tanh\gamma H\left\{-\frac{\lambda'\coth\lambda' H}{A\lambda'^2-B\alpha^2}+\frac{p'}{f}\right\}-\frac{B\alpha^2}{A}\,\frac{\gamma}{A\lambda'^2-B\alpha^2}$$

$$a_3+a_4=-\frac{\lambda'^2 d_0}{p'\gamma\sinh\gamma H}(A\lambda'^2-B\alpha)\,,$$

$$a_4=-\frac{f}{A\lambda'^2-B\alpha^2}a_3\,,$$

$$b=-\frac{a_0\cosh\lambda' H+a_3}{\sinh\lambda' H}\,,$$

dans le cas 2.

$$a_0=\frac{\dfrac{\alpha_0 Q_0}{A\alpha\beta_0}-\dfrac{\tau_x\gamma}{Af\lambda'^2}\coth\gamma H}{\dfrac{p'}{f}-\dfrac{\lambda'\coth\lambda' H}{A\lambda'^2-B\alpha^2}+\dfrac{\gamma}{A\lambda'^2}\coth\gamma H\,\dfrac{B\alpha^2}{A\lambda'^2-B\alpha^2}}\,.$$

$$d_5=\left[\frac{B\alpha^2}{A\lambda'^2}\cdot\frac{a_0}{A\lambda'^2-B\alpha^2}-\frac{\tau_x}{Af\lambda'^2}\right]\coth\gamma H\,.$$

5. Calcul numérique

Le calcul numérique est effectué par les valeurs numériques suivantes exprimées en C.G.S.: $\alpha=\frac{1}{2}\times10^{-8}$, $\beta_0=0.75\times10^{-8}$, $A=50$ et 100, $B=5\times10^7$, $k=0.025$, 0.1 et 0.4, $f=7\times10^{-5}$, $\alpha_0=2\times10^{-4}$ et $Q_0=5\times10^{-4}$,
D'ailleurs, on suppose:

$$Q=5\times10^{-4}\cos\alpha y\,,$$
$$\tau=-1\times\cos\alpha y\,.$$

On n'a qu'à prendre $\alpha y_0=\frac{\pi}{2}$ pour convertir la solution obtenue plus haut par $\tau=\tau_x\sin\alpha(y-y_0)$ à celle pour $\tau=\tau_x\cos\alpha y$.

Le tableau 1 montre le résultat du calcul pour les deux conditions différentes au fond, à l'aide des coefficients $\rho_0(Q)$, $\rho_0(\tau)$, $u_0(Q)$, $u_0(\tau)$, $v_0(Q)$ et $v_0(\tau)$ de sorte que la densité et les deux composantes de la vitesse horizontale à la surface ρ_0, u_0 et v_0 s'expriment par:

$$\rho_0=\rho_0(Q)\cos\alpha y+\rho_0(\tau)\sin\alpha y\,,$$
$$u_0=u_0(Q)\sin\alpha y+u_0(\tau)\cos\alpha y\,,$$
$$v_0=v_0(Q)\sin\alpha y+v_0(\tau)\cos\alpha y\,.$$

Dans le tableau 2 se montre le résultat obtenu formellement par β_0 0 et les deux conditions différentes relatives à la densité (plus exactement, l'écart de l'état fondamental défini par $\rho=\beta_0 z$): $\rho=0$ ou $\frac{\partial\rho}{\partial z}=0$ au fond $(z=H)$.

Tableau 1.

Densité et vitesse horizontale (en C.G.S.) à la surface en fonction du flux de chaleur reçue à la surface et de la force d'entraînement du vent

cas 1 (frottement nul)

A	B	k	$\rho_0(Q)\times10^3$	$\rho_0(\tau)\times10^3$	$u_0(Q)$	$u_0(\tau)$	$v_0(Q)$	$v_0(\tau)$
50	5×10^7	0.1	−3.826	−2.184	28.51	−2058	0.1596	11.83
50	5×10^7	0.025	−14.72	−8.55	80.85	−2082	0.7847	11.56
50	5×10^7	0.4	−0.9618	−0.5541	7.189	−2017	0.04012	11.90
100	10^8	0.1	−1.913	−1.089	14.23	−1020	0.1127	8.348

cas 2 (vitesse nulle)

50	5×10^7	0.1	−3.836	−1.586	40.21	−77.35	0.1602	11.58
50	5×10^7	0.025	−14.93	−9	150.7	−374.0	0.6236	11.57
50	5×10^7	0.4	−0.9619	−0.6	10.44	−36.9	0.0402	11.92
100	10^8	0.1	−1.918	−0.793	20.07	−36.23	0.1132	8.41

Tableau 2.

Densité $\rho_0(Q)\times10^3$ dans le cas où $\beta_0=0$

(I) densité constante au fond,
(II) gradient de densité constant au fond,
(III) sans diffusion latéral ($B'=0$)

A	B	k	(I)	(II)	(III)
50	5×10^7	0.1	−3.856	−4.148	−8
50	5×10^7	0.025	−15.42	−16.59	−32
50	5×10^7	0.4	−0.9640	−1.037	−2
100	10^8	0.1	−1.928	−2.074	−4

Dans ce cas, l'équation de densité se réduit à:

$$A'\frac{\partial^2\rho}{\partial z^2}+B'\frac{\partial^2\rho}{\partial y^2}=0\,.$$

La densité est donc déterminée indépendamment des courants.

A titre d'indication, j'ai ajouté au tableau 2 le résultat obtenu par $\beta_0=0$ et $B'=0$.

La figure 2 représente la distribution de densité à la surface, calculée par les formules:

$$\rho_0=-3.8\times10^{-3}\cos\alpha y-1.5\times10^{-3}\sin\alpha y\,,$$

$$\rho_0=-3.8\times10^{-3}\cos\alpha y\,.$$

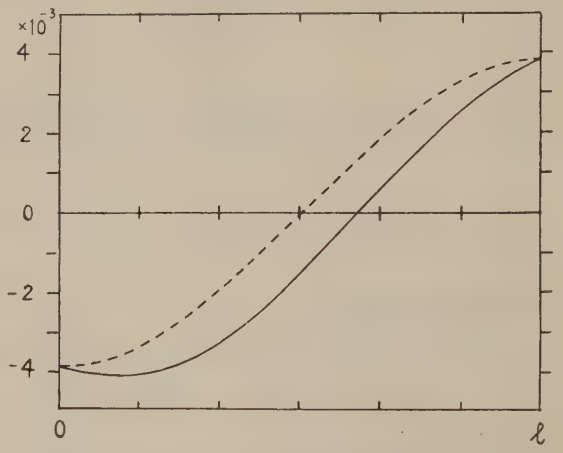


Fig. 2. Distribution de densité à la surface, calculée par:
$\rho_0=-(3.8\cos\alpha y+1.5\sin\alpha y)\times10^{-3}$ (trait plein)
$\rho_0=-3.8\times10^{-3}\cos\alpha y$ (pointillé)

6. Aperçu des résultats du calcul numérique

La force d'entraînement du vent donnée par la forme: $\tau=-1\times\cos\alpha y$ a tendance de diminuer la densité à la surface, puisque la composante $v_0(\tau)$ est convergente partout à la surface et il s'établit un mouvement descendant de l'eau dans la couche superficielle.

Le coefficient k a un effet essentiel sur $\rho_0(Q)$, $\rho_0(\tau)$, $u_0(Q)$ et $v_0(Q)$. Il est un peu moins important sur $u_0(\tau)$. La composante $v_0(\tau)$ demeure presque insensible à la variation de la valeur de k. Bien que $\rho_0(Q)$ et $\rho_0(\tau)$ soient très variables avec les coefficients de turbulence, notamment avec k, l'amplitude $\rho_0(\tau)$ est toujours à peu près 60% de l'amplitude $\rho_0(Q)$. Toutefois, la distribution de densité à la surface n'est pas considérablement modifiée par l'introduction de la force d'entraînement du

vent. Le fait caractéristique que la densité à la surface augmente avec la latitude s'établit déjà par le flux de chaleur reçu à la surface des océans. La courbe de la distribution est en quelque sorte déplacée et serrée vers le nord par le vent.

La comparaison du tableau 2 avec le tableau 1 met en évidence que la stabilité verticale β_0 donnée à priori n'a aucun effet sensible sur $\rho_0(Q)$. Par ailleurs, le résultat obtenu par la condition: température constante au fond, ne diffère presque pas de celui obtenu par la condition: gradient de température constant. Il semble que le coefficient B' n'ait pas d'importance capitale. Sans diffusion latérale ($B'=0$), l'amplitude $\rho_0(Q)$ devient deux fois plus grande. J'ai mis plus haut $B'=kB$ avec une même valeur de k qui fait $A'=kA$, pour faciliter le calcul. Cette hypothèse est généralement diffiicile à justifier. Néanmoins, l'erreur commise est probablement faible dans ce cas.

7. Discussion des résultats

J'ai supposé que la condition relative à la température s'écrive à la surface;

$$A'\frac{\partial T}{\partial z}=Q\,.$$

Celle-ci est évidemment une condition très idéalisée, car les insolations thermiques sont absorbées non seulement à la surface elle-même mais dans une couche superficielle très peu profonde au-dessous de la surface. On ne pourra la justifier que s'il s'agit de l'état moyen dans cette couche superficielle et de l'évaluation de l'ordre de grandeur.

L'introduction d'une stabilité verticale fondamentale se traduit par la relation $\rho=\beta_0 z$.

On obtient alors:

$$\frac{\partial\rho}{\partial z}=\alpha_0\frac{\partial T}{\partial z}=\beta_0\,.$$

Donc, le flux de chaleur $\bar{Q}$ qu'il faut pour entretenir cette stabilité fondamentale est donné par:

$$\bar{Q}=A'\frac{\partial T}{\partial z}=A'\frac{\beta_0}{\alpha_0}\,.$$

Dans le cas où $\alpha_0=2\times10^{-4}$ et $\beta_0=0.75\times10^{-8}$, on a:

$$\bar{Q}=A'\times3.75\times10^{-8}\,.$$

La valeur de $\bar{Q}$ est 0.375×10^{-3} cal/cm² sec pour $A'=10$, 1.88×10^{-3} cal/cm² sec pour $A'=50$ et 3.75×10^{-3} cal/cm² sec pour $A'=100$. D'autre part, le flux de chaleur q que reçoit la surface de l'océan et que montre la figure 1 s'exprime, en principe, par le développement:

$$q=q_0+q_1\cos\frac{\pi}{l}y+q_2\cos\frac{2\pi}{l}y+\cdots$$

d'où il vient:

$$\bar{Q}=q_0$$

Les valeurs numériques que j'ai empruntées plus haut (Mosby, Jacobs) permettent d'obtenir:

$$\bar{Q}=\begin{cases}3\times10^{-5}\text{ cal/cm}^2\text{ sec} & \text{dans le Pacifique,}\\ 0 & \text{dans l'Atlantique.}\end{cases}$$

On obtient $\bar{Q}=q_0$ si la valeur de A' est de l'ordre de 1.

Monsieur M. Hanzawa a bien voulu m'indiquer que Mosby a sousestimé la quantité Q_s-Q_b de 15% environ. Lorsque l'on majore les valeurs de Mosby de 15%, q_0 devient beaucoup plus grande. On a ainsi: $q_0=3.5\times10^{-4}$ cal/cm² sec pour le Pacifique et l'Atlantique. Dans ce cas, $\bar{Q}$ égale q_0 si $A'=10$.

La valeur 5×10^{-5} cal/cm² sec donnée à Q_0 dans le calcul numérique est certainement trop petite. Si elle est majorée par 1.6, les constantes $A=100$, $B=10^8$ et $k=0.1$ ($A'=10$) donnent un résultat plausible. L'amplitude ρ_0 observée dans la nature est quelque 3×10^{-3}. S'il s'agit de la comparaison avec les résultats obtenus par les observations, il est probablement une restriction importante de faire l'hypothèse: la longueur de l'océan est indéfinie. En effet, le Kuroshivo et le Gulf Stream doivent jouer un rôle plus ou moins essentiel dans le transfert de chaleur de la région équatoriale à la région polaire.

La forme de Q observée n'est pas si simple que $Q=Q_0\cos\alpha y$, comme cela étant montré dans la figure 1. La forme de τ non plus. Alors que Q est relativement grande entre 40°N et 50°N, aucune anomalie correspondante, sensible, n'a lieu dans la distribution de densité à la surface dans cette région. D'après la figure préparée par Munk (1950), le rotationnel de la force d'entraînement du vent est positif entre 50°N et 60°N dans le Pacifique. Or, l'effet du vent est d'y augmenter

la densité à la surface, tandis que celui de Q est de la diminuer entre 40°N et 50°N. En raison de l'incertitude de la détermination de Q et de sa distribution calculée, il est possible que l'effet du vent annule justement celui de Q au voisinage de la parallèle de 50°N.

Rigoureusement parler, Q ne peut être donnée à priori, car l'évaporation, la condensation, la convection, la conduction, les insolations etc., tous ceux dont dépend de Q sont des fonctions de la température de l'eau ou de l'air ou encore de la différence de ces deux températures à la surface de l'océan. La température de l'eau et de l'air est d'ailleurs sujette à l'influence des courants. En somme, les quantités ρ_0, Q, τ, u, v et w se dépendent les unes des autres avec des interations complexes. On ne sait à l'heure actuelle, comment les mettre en équation. Il faudrait évaluer, avant d'aborder le problème de cette interaction, l'effet des frontières transversales, du terme $v(\partial\rho/\partial y)$, des coefficients de diffusion turbulente et de frottment turbulent variables avec la profondeur, de la condition thermique à la surface, etc.

8. Conclusion

On s'heurte à de nombreuses difficultés lorsque l'on se propose de déterminer la distribution de densité à la surface par la force d'entraînement du vent et le flux de chaleur et d'en expliquer le fait bien connu depuis longtemps que la densité à la surface augmente avec la latitude. J'ai montré, comme préliminaire, que la variation de densité à la surface telle qu'elle est obseréve est réalisable dans un modèle très simplifié et que le flux de chaleur non uniforme y est essentiellement important.

Bibliographie

JACOBS, W. C. 1951:
Large-scale aspects of energy transformation over the oceans, Compendium Meteor., 1057–1070

MOSBY, H. 1936:
Verdunstung und Strahlung auf dem Meere. Ann. Hydrogr. Marit. Meteor, **64**, 281–286.

MUNK, W. H. 1950:
On the wind-driven ocean circulation. Journ. Meteor., **7**, 79–93.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4, December, 1961

On the Difference in the Monthly Sea Level between Kushimoto and Uragami, Japan*

Shigeo MORIYASU**

1. Introduction

We have indicated that the Kukoshio south of Shiono-misaki and the cold water region in Enshū-nada have influences on the difference in the monthly sea level between Kushimoto and Uragami (MORIYASU, 1958). In May, 1959, the Kuroshio south of Shiono-misaki moved abruptly southward and the cold water region developed (MORIYASU, 1960). According as the movement, the difference in the monthly sea level between both stations also changed remarkably. Therefore, we think it possible to ascertain the characteristics of the difference in the monthly sea level by using new data.

The distance between both stations is not great as shown in Fig. 2 (about 15 km). And so, we are apt to consider that the sea level at both stations similarly fluctuates and that the difference is almost constant. However, the difference is much increased and variable when the Kuroshio is near to Shiono-misaki. This is very interesting. We shall show kinematically the possibility that such a great difference occurs in that case. Though we have not sufficient data, we can use the surface current measured with GEK in the neighbourhood of Shiono-misaki on August 31, 1956. This consideration will contribute to the conclusion that we find the close relationship between the difference in the monthly sea level and the oceanographic conditions.

2. The feature of the difference in the monthly sea level between both stations

In the previous paper (MORIYASU, 1958), we deduced the feature of the difference in the monthly sea level as follows:

(1) When the Kuroshio is far from the coast off Shiono-misaki and the cold water region is large, the difference is small and nearly constant.

(2) When the Kuroshio is near Shiono-misaki and the cold water region is not large, the difference is variable and sometimes becomes an astonishing value.

The conclusion was derived from the data in 1953~1956. As the cold water region occurred in June, 1959, the conclusion should be verified on the basis of new data. We show the difference in the monthly sea level in Fig. 1, where the sea level is referred to the datum line of each tidal station. We could

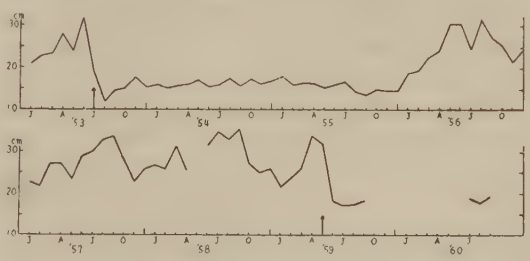


Fig. 1. The difference in the monthly sea level between Kushimoto and Uragami (Kushimoto minus Uragami). The arrow shows the month when the current axis of the Kuroshio moved abruptly southward.

find the abrupt southward movement of the Kuroshio south of Shiono-misaki in the second half of May, 1959 and the occurrence of the cold water region in Enshū-nada (MORIYASU, 1960), and we have the data which support that the conditions continue thereafter. On the other hand, the difference in the monthly sea level was abruptly decreased in June, 1959 and it was less by 13.7 cm as compared with that in the previous month, and it has been 17~19 cm though the data are not obtained from October, 1959 to June, 1960. The feature is in accordance with that seen in 1953 and does not contradict the deduction in the previ-

* Received Aug. 2, 1961.
** Kobe Marine Observatory

ous paper. Accordingly, the deduction can be found to be applicable to this case. In other words, the fact mentioned above supports our conclusion derived in 1958.

3. The relation between the difference in the monthly sea level and the current pattern

In this section, we kinematically account for the difference in the monthly sea level as related with the current pattern.

When the Kuroshio is far from the coast south of Shiono-misaki and the cold water region is large, the southwestward current appears and the stream line is parallel to the coast and its curvature is small in the concerned area. If we consider that the geostrophic balance is nearly satisfied, the stream line nearly coincides with the line of constant elevation of the sea surface. Namely, the change of the elevation is hardly seen in the direction of motion. Though we have no data which verify the expression, it may be admitted. In this case, the difference is of nearly constant small value and its fluctuation is trivial.

Now, we discuss the second case, that is, the Kuroshio is near Shiono-misaki and the cold water region is not large. We have not sufficient data in this case, too. But, we find some available data, which were obtained on board the Shumpu Maru in the neighbourhood of Shiono-misaki on August 31, 1956. The outline of the results is shown in Fig. 2. The observations were carried out in three hours. We can consider that Station A was not situated in the Kuroshio because the surface water temperature was lower. The velocity component to at the sea surface perpendicular to the track of the vessel was obtained with GEK and so the volume transport across the track at the sea surface was computed. If we assume that the divergence vanishes in the pentagon ABB′CDA, we can estimate the volume transport across AD. The volume transport is obtained as follows:

Section AB: -23.3×10^7 cm²/sec
Section BB′: $+3.6\times10^7$
Section B′C: 0
Section CD: $+11.5\times10^7$,

where the positive sign means the transport

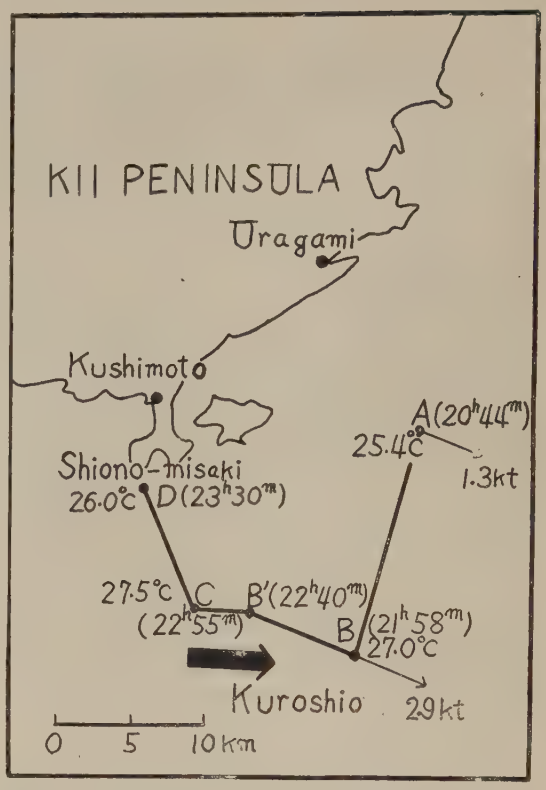


Fig. 2. The outline of the observations on August 31, 1956. We insert the time, the surface current and the surface water temperature. The track of the vessel is shown by thick line.

flowing into the pentagon. Thus, we conclude that the water flows into the pentagon across AD at the rate of 8.2×10^7 cm²/sec. The transport must pass between Station A and Uragami. Based on these results, the current pattern in Fig. 3 is given, where the stream function is as follows:

$$\psi = A \sin\frac{\pi}{a} x \sin\frac{\pi}{b} y .$$

The unknown constants A, a and b can be decided when the current velocity at Station A and the volume transport mentiond above are used. Here, the origin is taken near Kushimoto and y-axis is nearly along the coast line. In this case, the constants are given as follows:

$A=13.6\times10^7$ cm²/sec
$a=2.0\times10^6$ cm
$b=5.2\times10^6$ cm.

If the steady state is assumed, the equation

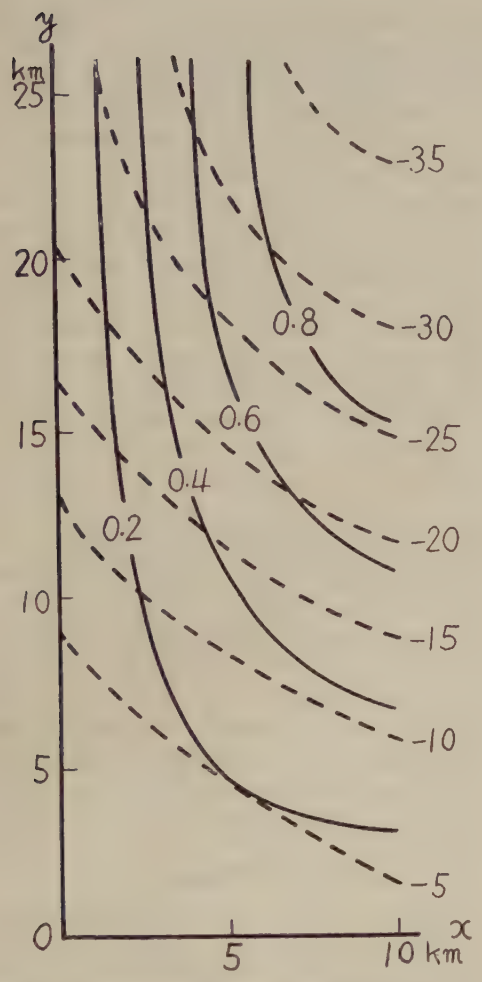


Fig. 3. The assumed current pattern and the computed elevation of the sea level in the second case. The full line is the stream line, $\psi/13.6\times10^7$ cm²/sec and the broken line is the elevation in cm.

of motion in the area is

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}-fv=-g\frac{\partial \zeta}{\partial x}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+fu=-g\frac{\partial \zeta}{\partial y},$$

where f is Coriolis parameter and ζ is the elevation of the sea surface. The term of lateral mixing is neglected, because ψ is of order noted above and the coefficient of lateral mixing is considered to be less than 10^8. Putting u and v derived from ψ into the equation of motion and intergating the equation, we have

$$\zeta=\frac{1}{g}\left[\left(\frac{\pi A}{2}\right)^2\left(\frac{1}{b^2}\cos\frac{2\pi}{a}x+\frac{1}{a^2}\cos\frac{2\pi}{b}y\right)\right]$$
$$-fA\sin\frac{\pi}{a}x\sin\frac{\pi}{b}y$$
$$-\frac{1}{g}\left(\frac{\pi A}{2}\right)^2\left(\frac{1}{b^2}+\frac{1}{a^2}\right).$$

Here, the integral constant is decided so that ζ may vanish at the origin. If $f=8\times10^{-5}$ sec^{-1} is given, we have the elevation of the sea surface shown in Fig. 3. At $x=0$ i.e. on the coast, the effect of Coriolis force vanishes and ζ is represented by

$$\zeta=\frac{1}{g}\left(\frac{\pi A}{2a}\right)^2\left(\cos\frac{2\pi}{b}y-1\right).$$

The variation of ζ with y on the coast is shown in Fig. 4. From Figs. 3 and 4, we find that the great gradient can exist in such

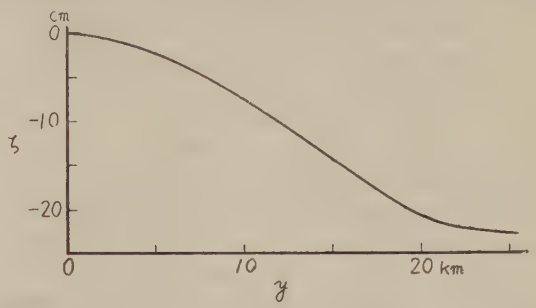


Fig. 4. The variation of the computed sea level at $x=0$ in the second case.

a case. For example, on the coast, the sea level at $y=0$ is higher by about 14 cm than at $y=15$ km. The greater the curvature of the stream line is, the greater the gradient of the sea level is, even if A is constant. Furthermore, the difference in the sea level increases according to the increase in A. In the above expression, we discuss the relation between the difference in the sea level and the current pattern in the short period on the assumption that the conditions do not change during the period. The deduction mentioned above can be applied to the monthly sea level if we assume that such a current pattern appears on an average. The difference in the monthly sea level between Kushimoto and Uragami is 31.7 cm and 27.3 cm in August and September of the year, respectively. If we use the sea level referred to the standard mean sea level of Tokyo Bay (T.P.), the difference in the monthly sea level

is less by 13.5 cm than that in Fig. 1, because the datum line referred to T.P. at Kushimoto is lower by 13.5 cm than that at Uragami (J. M. A., 1959). Though the vertical land deformation is one factor in some cases, we have no firm basis to take account of it. This will be confirmed if the sea level is considered as related with the oceanographic conditions in the vicinity. Therefore, when we use the sea level referred to T.P., the difference in the monthly sea level between both stations is 18.2 cm and 13.8 cm in August and September of the year, respectively and has nearly the same order as computed one. As the results, a great difference in the sea level can appear when such a current pattern is found. The current pattern assumed here is not strictly ascertained to exist in the case, owing to the scantiness of the observations, but there are other data to support it (for example, Shoji, 1958).

We classify the current pattern into two cases, but sometimes another one is found, that is, the Kuroshio flows northward on the meridian of about 136°E and then north eastward near the east coast of the Kii Peninsula as found in the second half of May, 1959 (Moriyasu, 1960). But, this current pattern is not stable and soon the current axis moves eastward. Accordingly, we need not consider this case. The difference in the sea level is not expected to be great in this case for the same reason as in the first case.

4. Concluding remarks

The difference in the monthly sea level between Kushimoto and Uragami has been discussed as related with the position of the current axis of the Kuroshio and the fluctuation of the cold water region. We have found that the results in 1959 support our conclusion derived in the previous paper. And so, our conclusion on the feature has been ascertained. The unequality of the vertical land deformation has great influence on the difference. Since the fluctuation of the difference is well corresponding to the oceanographic conditions, we think that its effect is negligible even if it exists.

We have accounted for the difference in the monthly sea level by using simple models corresponding to two cases. We are interested in the great difference and have the computed result which does not contradict the observed fact. Therefore, we can expect such great differences occur according to the current pattern given here, but unfortunately we have not sufficient data for verification of the current pattern. This is the weak point in our consideration. Though it is difficult to obtain necessary data, we hope to have observations which prove our model. As the estimation of the volume transport at the sea surface is based on the continuous record of GEK, we think that it contains considerable error. This may have influence on the computed velocity which is larger than the expected one. Furthermore, it is to be noticed that we have assumed the two dimensional motion without divergence. And we have a kinematical discussion and have not referred to the dynamical problem, that is, why the current pattern occurs in the second case. As mentioned above, there are some problems left, but we expect the discussion to contribute to revealing the influence of the oceanographic conditions upon the sea level on the coast.

Acknowledgement

The author wishes to express his hearty gratitude for his useful advices to Dr. K. Yoshida and for his discussions to Dr. K. Hishida. Furthermore, he is indebted for furnishing materials to the member of Oceanographical Section of Kobe Marine Observatory.

References

J. M. A. (1959):
Tide table for the year 1960.

Moriyasu, S. (1958):
On the fluctuation of the Kuroshio south of Japan (4). Journ. Oceanogr. Soc. Japan. **14**, 4.

Moriyasu, S. (1960):
An example of the conditions at the occurrence of the cold water region. Oceanogr. Mag. **12**, 2.

Shoji, D. (1958):
On the "Shiome" at the boundary zone of the Kuroshio and the coastal water off Shiono-misaki. Rec. Oceanogr. Works, Japan. Special No. 2. (New Series)

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4, December 1961

元素の挙動に関する海洋化学的研究 VI
浦之内湾および須崎湾におけるモリブデンの分布について*

今 井 嘉 彦**

Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements VI.
On the Distribution of Molybdenum in Sea Water in Uranouchi Bay and Susaki Bay*

Yoshihiko IMAI**

Abstract: Molybdenum in sea water in Susaki Bay and Uranouchi Bay has been analysed according to the Dithiol Methods, and distributions in each embayment have been investigated. The results showed that contents of molybdenum were 12.6-14.5γ/L in Susaki Bay and 11.0-13.3γ/L in Uranouchi Bay: also the relation of contents of molybdenum to chlorinity has been examined and it was found that both of elements in each bay have proportionate relationships.

1. まえがき

海水中の Mo 含有量については T. Ernst および H. Hörmann[1] により 0.3～0.9 γ/l, J. Noddack および W. Noddack[2] により 0.4γ/l, W. A. P. Black および R. L. Mitchell[3] により 12—16 γ/l 等の数値が報告されている。本邦では石橋[4] らによる諸研究の結果 10～15 γ/l(平均 13 γ/l) であるとされ, Ernst らの数値が誤りであることを指摘している。また Mo の挙動に関して, 水酸化第二鉄沈澱への吸着性を W との関係において論じている[5]。

著者は内湾水および湾口の海水について諸元素の分布をしらべ, その挙動を明らかにする目的で研究を行つてきた。今回は浦之内湾および須崎湾において採水した試料につき Mo の分布を調べたのでその結果を報告する。

2. 試料および分析方法

1) 試 料

浦之内湾の試料は 1959 年 7 月に採水したもので一部は Fe および Al の分析に供し, その結果はすでに報告[6]した。須崎湾の試料は 1960 年 11 月に採水したものである。なお採水点は前報[7] に示した場所と共通である。また試料の前処理は既報[8] の通りである。

2) 分析法

海水中の Mo は微量であるためこれを濃縮しなければならない。その捕集方法としては共同沈澱が利用され, 水酸化第二鉄沈澱, Mn の水酸化物[9], および methyl violet-Tannate[10] などが用いられている。また Mo の定量法としてはジチオール法, およびチオシアン酸法[11] などが用いられている。著者はこれらの方法を検討して次のような方法によつた。すなわち石橋[4][12] らの方法に準拠し, 海水 1～2l の一定量につき塩酸で供試液(海水) の pH を 3～4 に調節し, 新らしく作製した水酸化第二鉄沈澱を加え, 充分熟成したのちメンブランフイルターを用いて沈澱を沪別した。沈澱物は塩酸にとかしたのち濃アンモニア水で処理し, 鉄と Mo を分離した。Mo を含む溶液は塩酸酸性にしたのち, これにクエン酸およびジチオールを加えて Mo のジチオール錯塩を作り, 酢酸ブチルで抽出後比色定量した。この方法では海水か

* 1961年7月11日受理
** 高知大学教育学部化学教室 Chemistry Institute, Faculty of Education, Kochi University.

Table 1. Molybdenum contents of water samples collected from several station in Uranouchi Bay.

Station No.	Depth (m)	Water temp. (℃)	Chlorinity (‰)	Mo (γ/l)	Station No.	Depth (m)	Water temp. (℃)	Chlorinity (‰)	Mo (γ/l)
1	0	29.4	16.83	11.8	8	0	30.0	16.99	12.4
	1	29.1	16.80	12.4		1	29.6	17.00	12.1
	2	29.0	16.95	12.2		2	29.6	17.03	12.7
	3	28.5	17.10	12.0		3	29.3	17.28	12.2
	5	28.0	17.18	12.6		5	28.6	17.41	12.3
	7	27.4	17.18	12.7		8	28.1	17.45	12.3
						12	26.6	17.50	11.7
3	0	30.1	16.83	11.8					
	1	29.5	16.83	12.4	9	0	30.4	16.86	12.3
	2	28.9	17.08	12.0		1	29.7	16.88	12.4
	3	28.8	17.08	12.1		2	29.6	17.09	12.2
	5	28.3	17.23	12.8		3	29.5	17.30	12.2
	8	27.5	17.33	12.7		5	29.3	17.53	12.6
						8	28.8	17.58	12.5
4	0	30.0	16.56	12.5		12	27.3	17.55	12.6
	1	29.6	16.59	12.2		15	25.9	17.59	12.8
	2	28.9	16.98	12.0					
	3	28.7	17.15	12.3	12	0	30.0	17.03	11.0
	5	28.4	17.33	12.7		1	29.8	17.28	12.7
	8	28.0	17.34	12.3		2	29.7	17.30	12.5
						3	29.5	17.48	12.5
5	0	29.6	16.90	12.1		5	29.3	17.58	12.6
	1	29.5	16.90	11.7		8	28.9	17.60	13.3
	2	29.4	16.94	12.4					
	3	29.2	16.98	12.7					
	5	28.2	17.38	12.7					
	8	27.7	17.35	12.6					
	10	27.1	17.35	12.7					

Table 2. Molybdenum contents of water samples collected from several stations in Susaki bay.

Depth: 5m

Station No.	Water temp. (℃)	Chlorinity (‰)	Mo (γ/l)	Station No.	Water temp. (℃)	Chlorinity (‰)	Mo (γ/l)
1	21.0	19.08	14.3	11	20.7	19.00	13.7
2	20.9	19.25	14.4	12	20.4	18.73	13.5
3	21.0	19.08	14.2	13	20.4	18.84	13.8
4	20.8	18.53	13.5	14	20.5	18.96	13.8
5	20.5	19.00	14.2	15	20.6	18.37	13.5
6	20.8	19.05	14.6	16	20.6	18.92	13.6
7	20.6	19.00	13.7	17	20.4	19.00	14.0
8	20.7	19.06	14.0	17	20.4	18.80	13.5
9	20.9	18.90	13.9	18	20.1	18.87	14.0
10	20.4	18.85	13.5	20	19.7	18.73	12.6

Depth: 10m

1	21.1	19.25	14.3	11	20.7	18.97	14.0
2	20.4	19.07	13.3	12	20.5	18.95	13.7
3	21.2	19.24	13.8	13	20.8	19.00	13.0
4	20.7	19.26	14.0	14	20.8	19.00	14.3
5	20.5	19.18	14.3	15	20.6	19.00	14.6
6	20.7	19.00	13.7	16	20.6	19.04	14.3
7	20.6	19.05	14.3	17	20.7	18.95	13.7
8	20.6	19.00	14.5	18	20.4	18.76	13.3
9	20.2	19.00	13.8	19	20.5	18.90	13.8
10	20.3	18.97	13.7	20	20.3	18.41	13.4

ら平均 96% の回収率で Mo が測定できた。試料中の Mo 含有量は測定値を回収率から補正して求めた。

3. 結果および考察

1) 浦之内湾における Mo の分布

分析の結果は Table 1 に示した。すなわち，Mo の含有量は 11.0～13.3 γ/l で，石橋らが示した平均 13 γ/l よりもわずかに低い値が得られた。これは本湾の海水が外海水よりも低かんであることから陸水の影響によると考えられ，Mo の量も少ないものと思われる。

水温および塩素量の分布についてはすでに報告[6]したので，ここでは塩素量と Mo との関係について考察する。

Fig. 1 に St. 4 および St. 9 における塩素量と Mo の鉛直分布を示した。両地点とも Mo は塩素量に似た分布を示している。また Table 1 の分析値にもとづいて塩素量と Mo の関係をプロットすると，Fig. 2 に示したような傾向があり，Mo は塩素量と比例的に増減することがわかる。

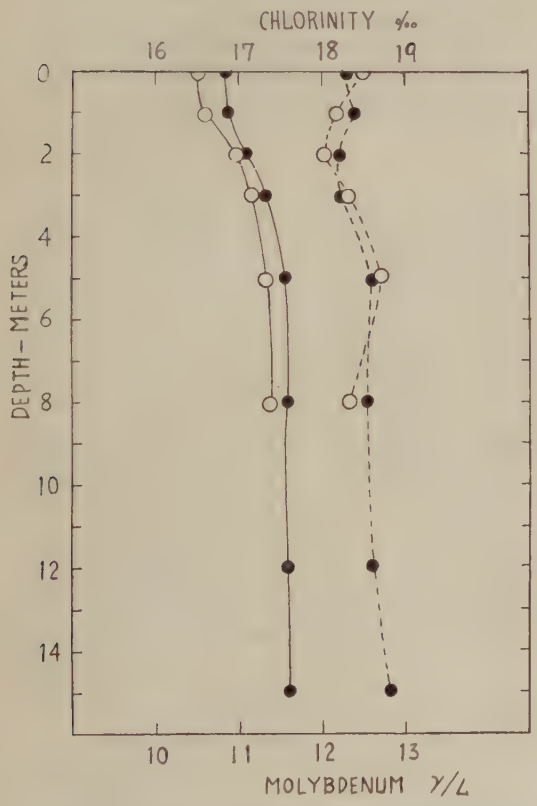


Fig. 1. Vertical distribution of chlorinity and molybdenum in sea water at St. 4 and 9: solid lines, chlorinity; broken lines, Molybdenum: open circles, station 4: solid circles, station 9.

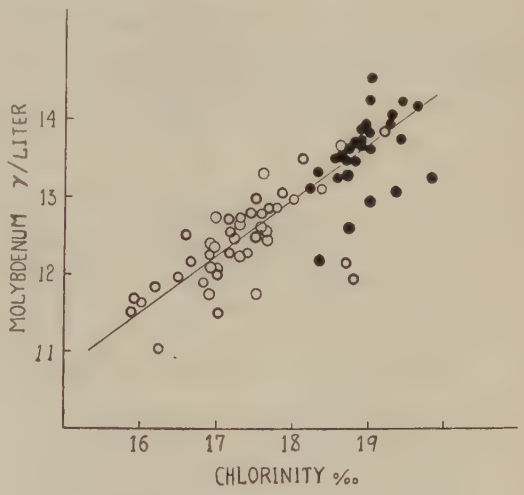


Fig. 2. Chlorinity-Molybdenum relationships on the sea water in Uranouchi Bay and Susaki Bay; open circles, Uranououchi Bay: Solid Circles, Suraki Bay.

2) 須崎湾における Mo の分布

須崎湾における Mo の分析結果は Table 2 に示した。今回は 5 m 層および 10m 層で採水した試料について検討した。すなわち Mo の含有量は 12.6～14.5 γ/l 浦之内湾の値よりも大きく，石橋らによる 10～15 γ/l の範囲内にある。本湾の海水は，浦之内湾よりも外海水の影響を強く受けるので塩素量が多く，Mo の含有量も外海水の値に近い。

本湾の分析結果を Fig. 2 にあわせてプロットすると，浦之内湾における海水と同様に須崎湾の海水においても塩素量と Mo との関係は密接であることがわかる。

4. 結 語

以上のように今回の研究からは，環境の異なる内湾においても，Mo の分布は塩素量の分布に対応することが明らかにされたと思われる。

なお，底土にきわめて接した海水や，多量の懸

濁物を含む海水においては Mo 含有量の変動が多く，また少数の試料の検討ではあるが潮目の海水に Mo が多く含まれている場合もあつた。これらの点については次報において検討する。

本研究を行なうに当り御指導と御鞭撻を賜つた京都大学石橋雅義名誉教授および高知大学山本広志教授に深甚の謝意を表する。

文　献

1) T. Frnst and and H. Hoermann (1936): Bestimmung von vanadium, Nickel und Molybdän im Meerwasser, Nachr. Ges., Wiss. Göttingen, Math.phys. Kl., Fach IV, 1, 205.
2) I. Noddack and W. Noddack (1940): Die Haufigkeiten der Schwermetalle in Meerstieren, Ark. Zool **32A**, No. 4.
3) W. A. P. Blackand R. L. Mitchell (1952): "Trace elements in the common blown algas algae and in sea water," J. Mar. Biol. Ase. UK. **30**, 575.
4) 石橋雅義・藤永太一郎・桑本融(1958): 海洋に関する化学的研究 (第77報)モリブデンの水酸化第二鉄に対する共沈について，日本化学会誌，**79**, 1496.
5) 石橋雅義・藤永太一郎 (1961): 海水中における Mo. W 溶存の知見，日本化学会地球化学討論会講演要旨集 (九州).
6) 今井嘉彦 (1961): 元素の挙動に関する海洋化学的研究IV. 日本海洋学会誌，**17**, 96.
7) ———— (1961): 元素の挙動に関する海洋化学的研究III 日本海洋学会誌，**17**, 48.
8) ———— (1960): 元素の挙動に関する海洋化学的研究—II，日本海洋学会誌，**16**, 167.
9) K. Sugawara, M. Tanaka and S. Okabe (1959): Separation and Determination of microgram Quantities of molybdenum in natural waters. Bnll. Chem. Soc. Japan, **32**, 221.
10) V. I. Kuznetsov, L. G. Loginova, and G.V. Myasoedova (1958); Organic Coprecipitatants IX, Zhhur. Anol. Knim **13**, 453 S.S.S.S., C.A. **53**, 462/d.
— ———— X, coprecipitation of molybdenum Ibid. 89, C.A. **53**, 8980g.
11) E. B. Sandell (1950): Colorimetric determination of trace of metals. 2nd Ed., 453.
12) M. Ishibashi, T. Shigematsn and Y. Nakagawa (1954): Quantative Determination of tungsten and molybdenum in sea water," Bull. Inst. Chem. Res. Kyoto Univ., **32**, 199.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4 December 1961

元素の挙動に関する海洋化学的研究 Ⅶ
浦戸湾におけるモリブデンの分布について*

今 井 嘉 彦**

Oceanographical Studies on the Behavior of Chemical Elements VII.
On the Distribution of Molybdenum in Sea Water in Urado Bay*

Yoshihiko IMAI**

Abstract: Molybdenum in sea water has been analysed, and the relation of its contents to chlorinity has been examined.

As the result then, it was found that one was proportional to the other. But some of samples taken from the lower zone have showed that there are rather smaller contents of molybdenum compared to chlorinity. To find the causes leading to such cases, the distributions of dissolved oxygen and Iodine consumption have been investigated.

1. まえがき

前報[1]では海水中のMoが塩素量の分布に対応していることを述べたが，本報では陸水による海水の稀釈によってMoがどのような分布を示すかを明らかにするため，浦戸湾の海水について研究したのでその結果を報告する。また本湾では海水が停滞するとき，きわめて還元的となり，硫化物等の生成が盛んであるが，これら還元性物質とMo含有量との関係についてもあわせて述べる。

2. 試料および分析方法

試料の採水場所はすべて既報[2]の地点番号によつた。試料の前処理およびMoの分析法は前報[1]と同様である。

3. 結果および考察

a) Moの分布

分析の結果はTable 1に示したように，Moの含有量は1.8～15.4 γ/lで比較的広い濃度範囲を示している。またMoの鉛直分布をみると，どの地点でも表層の含有量が少なく，水深と共に次第に含有量が多くなる。この傾向は表層の低かんな海水が高かんな低層水と混合して塩分濃度が増す傾向と大体一致している。

Table 1の分析値にもとづいて，塩素量とMoとの関係をプロットすると，Fig. 1に示したような傾向があり，前報[1]の浦之内湾や須崎湾と同様に，Moの含有量が塩素量と比例的に増減することがわかる。しかし図中黒丸で印した試料は，他の試料よりも相対的にMoの含有量が少なく，かつ塩素量と比例的な含有量の増減関係を示さない。

これらの特別な試料を除くと一般に内湾水中のMoは，外海水よりも含有量が少なく，海水が陸水などによつて稀釈され塩分濃度が減少すると，Moの含有量も比例的に少なくなる事実が確認された。

b) 特異的な海水のMo含有量

次に上述のようなMoと塩素量の関係からみて，相対的に少ないMoの含有量を示す試料について検討した。すなわち，Table 2に示すように

* 1961年7月11日受理
** 高知大学教育学部化学教室 Chemistry Institute, Faculty of Education, Kochi University.

Table 1. Molybdenum contents of water samples collected from several station in Urado Bay.

Station No.	Depth (m)	Water temp (°C)	Chlorinity (‰)	Molybdenum (γ/l)
507	0	13.5	11.89	8.6
	1	13.4	12.05	9.6
	2	14.8	14.95	10.6
509	0	13.4	11.62	8.7
	1	14.1	14.87	10.3
	2	14.3	15.36	10.6
	3	15.1	16.83	12.2
	5	15.5	17.67	12.7
511	0	13.6	12.76	9.8
	1	14.3	15.65	11.3
	2	14.3	16.70	12.2
	3	15.7	18.33	13.1
	5	15.4	18.40	13.8
513	0	13.6	12.98	9.8
	1	15.1	17.04	12.2
515	0	14.0	14.50	10.7
	1	14.4	15.91	11.5
	2	14.1	16.19	11.5
517	0	14.7	16.88	12.5
	1	15.1	17.46	12.8
	2	14.8	17.62	13.0
	3	15.4	17.89	12.8
519	0	14.9	17.06	12.5
	1	14.7	17.45	12.6
	2	15.1	17.55	12.5
	3	15.0	18.04	13.4
	5	15.1	18.02	12.1
412	0	15.9	18.92	13.4
	1	15.7	18.97	14.1
	2	15.7	18.97	14.1
	3	15.8	18.88	13.8
	5	15.9	18.83	13.2

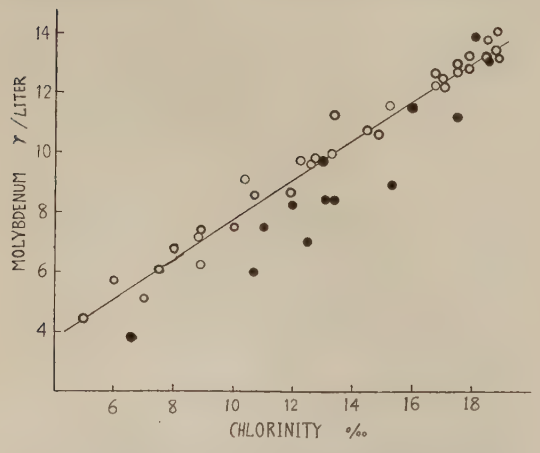


Fig. 1. Chlorinity-Molybdenum relationships on the sea water in Urado Bay; circles, data from table 1; solid circles, data from table 2.

底土にきわめて接した海水や，湾奥の停滞した海水のMo含有量は全体的に少ない傾向がある。たとえば，Fig. 1 の塩素量とMoの関係図にもとづいて，これらの試料の塩素量に対応するMo含有量を推定すると，Cl=6.00～15.00‰ の範囲では約 Mo=5.0～11.0 γ/l の値を示すはずであるが，実測値は 4.0～9.0 γ/l で推定値よりも小さな値を示している。(図中黒印で示す)。

このことからは，海水が陸水などで稀釈されること以外にMoの含有量を少なくさせる何等かの要因があることがうかがわれる。

さて，内湾水においてMoの含有量に変化を与える要因は種々あろうが，本湾では陸水から運ばれたり，あるいは海水の混合などで増加する懸濁物や，硫化物等の含有量が注目される。そこで，Moについては海水中の種々な還元性物資と鉄やマンガンなど吸着媒との関係を明らかにする必要がある。

このことに関して例えばメーソン[3]は次のようにのべている。すなわち，有機質に富む強還元性の海洋環境で沈澱した黒色頁岩において，Moは硫化鉄に濃縮されるといわれている。また菅原[4]らも湖水中のMoが底層で硫化鉄などと共沈すると報告している。

これらのことを考慮して著者も本湾において，Moとヨウ素消費量および溶存酸素との関係をまず検討した。

c) ヨウ素消費量と溶存酸素量について

本湾における海水の還元性についてはすでに山本[5][6]の報告がある。それによれば，底層の溶存酸素量が少なく，海水中の溶存酸素は底土や懸濁物によつて消費されると述べている。また著者が行なつた本湾の底土についての Fe^{II} の研究[7]でも，湾奥が還元的であることを明らにしている。今回のMoの分布に関連して測定したヨウ素消費量と溶存酸素の分布も，従来の結果と一致している。これらの溶存酸素やヨウ素消費量はMoの挙動を知る上に重要であるので，新らしく得られた知見を含めてここに概要を説明する。

すなわち，本湾におけるヨウ素消費量は水深とともに次第に多くなり底層水で最も多い。しかしこの傾向は海水の移動状況によつて差があり，張

Table 2. Molybdenum, Oxygen consumption and Iodine consumption of water samples collected from several stations in Urado Bay.

Station	Date	Depth (m)	Water temp. (°C)	Chlorinity (‰)	Mo (r/l)	O_2 (cc/l)	I_2 consump. (mg/l)
115	10 June, 1959	3.0	24.2	15.95	11.4	2.63	6.25
215	〃	3.5	23.9	16.57	10.7	3.14	3.43
315	〃	3.5	24.1	15.30	8.9	3.23	3.12
415	〃	4.2	23.4	12.82	9.7	24.1	1.26
515	〃	3.2	23.7	15.07	10.5	24.2	3.42
615	〃	1.5	24.0	12.00	8.2	3.07	2.63
715	〃	1.8	24.2	10.75	6.0	3.15	3.52
506	19 May, 1959	3.5	18.1	6.95	5.1	2.24	7.32
507	〃	2.5	15.4	1.58	1.5	3.86	4.65
607	〃	2.3	17.6	6.62	3.8	3.53	3.62
511	〃	4.5	18.2	10.46	9.1	3.26	4.25
513	〃	3.2	17.8	11.09	7.5	3.53	3.96
517	〃	5.7	17.9	17.66	11.2	4.12	1.83

潮および落潮時のように海水の移動が大きいときや，湾口に近い地点では，逆に底層のヨウ素消費量が表層水の値より少ない場合もある。したがつて，全体的には湾奥や海水が停滞する地点でヨウ素消費量の値が大きい。また溶存酸素については水深と共に次第に小さな値を示し，水深 3 m附近で極小値となり，底層では逆に増加する傾向がある。

本湾ではヨウ素消費量が多い海水は溶存酸素量も少なく，これらは海水の還元性を示している。

このような還元性が強い区域の海水をえらんで Mo の含有量，ヨウ素消費量および溶存酸素量を測定した結果を Table 2 に示した。すなわち，還元性の強い区域の海水や，底土にきわめて接した海水中の Mo は他の試料よりも相対的に含有量が少ない。

以上のような事実と前報に述べた底層の Fe や Mn の量が多い事実とから考え合わせて，Mo が硫化鉄や Mn などと共沈することが充分考えられる。このことは，前報[1] においても指摘したが b) 項において述べた特異的な海水の Mo 含有量が，Fig. 1 の Cl-Mo 関係図において比例的でない理由の一つになるものと推察される。

本研究を行なうに当り終始御指導と御鞭撻を賜つた京都大学石橋雅義名誉教授および高知大学山本広志教授に深甚の謝意を表する。

文　献

1) 今井嘉彦 (1961)： 元素の挙動に関する海洋化学的研究—VI. 日本海洋学会投稿中。
2) ———— (1960)： 元素の挙動に関する海洋化学的研究—I. 日本海洋学会誌, **16**, 134.
3) メーソン半谷高久訳 (1954)： 地球化学概論, みすず書房, p. 161.
4) 菅原　健・田中元治・岡部史郎 (1959)： 湖水におけるモリブデンの行動について, 日本化学会地球化学討論会講演要旨集 (九州)
5) 山本広志 (1959)： 本邦内湾の海洋化学的研究(6) 日本海洋学会誌 **15**, 19.
6) ———— (1959)： 本邦内湾の海洋化学的研究(7) 日本海洋学会誌, **15**, 61.
7) 今井嘉彦 (1960)： 元素の挙動に関する海洋化学的研究—I, 日本海洋学会誌, **16**, 134.

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol 17, No. 4 December 1961

海水の塩素量の測定に関する分析化学的研究 (I) Knudsen 方式の塩素量の測定の分析誤差と補正値 k の算出法

輿　水　直　文

The Study on Chlorinity Determination (I)

The Error in the Chlorinity Determination by the Knudsen Method and the Method of Calculation of k

Naobumi KOSHIMIZU

Abstract: In the Hydrographical Tables, Knudsen had introduced the correction value k from the standpoint of stoichiometric relation itself between the chlorinity of the standard sea-water and the value of α on the concentration of the solution of silver nitrate. The author has pointed out that the titrationterror and the drop error must be taken into consideration in the calculation of the correction k in order to retain the accuracy of 0.01‰ in chlorinity determinations, because the concentration of the solution of silver nitrate is almost constant in the titrations, nevertheless the range of the chlorinity of the sample sea-water is from zero to 23(‰).

Then, the author has calculated the values of k by the following equation,

$$k=F(N,a,\alpha)+F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d),$$

where $F(N,a,\alpha)$ is the Knudsen's k value calculated with the chlorinity N of the standard sea-water and the burette reading a of the volume of silver nitrate consumed for the titration of sample sea-water and the difference of α between the chlorinity and the burette reading of the silver nitrate solution consumed for the titration of the standard seawater. $F(\varepsilon_t)$ is the correction for the titration error and $F(\varepsilon_d)$ is the correction for the drop error.

1. 緒　言

Knudsen 方式[1] による海水の塩素量の測定において滴定し補正値 k は Hydrographical Tables[2] によつて与えられている。Knudsen は k の値を求めるに当つて標準海水の塩素量Nとその比重 $s'_{17.5}$, その塩素量と滴定値との差 α, 試水の塩素量とその比重 $s'_{17.2}$ から求めている。

本研究において著者は先ずこの補正値 k を標準温度 15°C に換算して, 試水の滴定値 a とその比重 s_{15} から直接補正値 k を求める新算出法を提案するものである。一方 McGary[3] は標準海水と試水との両者の塩素量を互に近い値にするために, 任意塩素量の海水を参考溶液とすする方法について述べているが, 参考溶液の標定は Knudsen 方式によつている。さて Knudsen 方式による塩素量の測定の場合には滴定値がほぼ塩素量に相当するように硝酸銀溶液を調製するもので, この硝酸銀溶液で 0～23‰の広般囲の塩素量の試水を分析した場合には, 滴定誤差[4] および滴誤差[5] が無視できなくなる場合が生じる。しかるに Knudsen および McGary 両者ともにこれを考慮していない。そこで著者は本研究において試水の濃度範囲に無関係にその測定値が常に 0.01‰ の精度を保持するように, 滴定誤差および滴誤差を考慮に入れた新しい補正式を導入した。

2. Knudsen の補値正 k の検討

Knudsen[2] は Hydrographical Tables において海水のクロリティの測定の補正について次の算出式を与えている。

* 1961 年 12月 7 日受理
** 舞鶴海洋気象台　Maizuru Marine Observatory

$$k=Cl\left(R-\frac{\rho_{1.75}}{1000}\right)(1-R)$$

ここに $$R=\frac{\rho'_{17.5}}{1000}-\frac{\alpha}{N-\alpha}\left(1-\frac{\rho'_{17.5}}{1000}\right)$$

$$\rho_{17.5}=\left(\frac{s_{17.5}}{S_{17.5}}-1\right)\times 1000$$

$$\rho'_{17.5}=\left(\frac{s'_{17.5}}{S_{17.5}}-1\right)\times 1000$$

Cl は量試水の塩素量，$s_{17.5}$ は 17.5°C の試水の比重，N は標準海水の塩素水，$s'_{17.5}$ は 17.5°C の標準海水の比重，S は 17.5°C の蒸溜水の比重，α 標準海とを調製した硝酸銀溶液で滴定したときの読取値を A たした場合の N-A の値

著者は Knudsen の補正値 k の算出法を検討し結果，次のような観点にたつて新しい補正値を求めるべきであると考えた。すなわち

(i) Knudsen の補正値 k の算出とは標準温度を 17.5°C としている。これは我々の標準温度 15°C と相異するので新算出法では 15°C を用いた。

(ii) Knudsen を算出式においては調製した硝酸銀溶液で標準海水と滴定して α が与えられた場合，海水の塩素量とその比重との関係を示す実験式を用いて，上記の，理論式よりまず既知の塩素量のときの k を求め，次に Cl$-k=a$ によつて漂定値 a と補正値 k の数値的関係の数表場与えているのである。これに対して α が与えられたと合に滴定値 a から直てに補正値 k の算出が可能であると考えられる。

(iii) Knudsen の補正値では記載してある滴定値 a が上記の算出法の結果として一般に帯小数であるために，内挿法によつて滴定値 a からその補正値 k を求める計算が煩雑である。滴定値 a を整数にすれば内挿計算が簡単である。

3. Knudsen の補正値 k の新算出式の導き方

さて 1940 年の国際海洋学会によつて更新された海水のクロリニティの定義より

$$Cl(‰)=C\,Ag\ (g) \cdots\cdots\cdots (1)$$

ここに Ag は原子量測定用純銀，$C=0,3285233$

しかるに塩素度 Cl_0 の定義により

$$Cl_0=Cl(‰)\cdot\rho(g/L)$$

a を硝酸銀溶液の濃度が一定の場合滴定値とすれば

$$Cl(‰)=C\cdot Ag=Ca$$

$$\therefore\quad Cl\cdot S_{15}\propto a$$

標準海水においてクロリニティを N‰，その 15°C の比重を S_{15}，滴定値を a とすれば

$$\frac{A}{N\cdot s'_{15}}=\frac{a}{Cl\cdot S_{15}} \cdots\cdots\cdots (2)$$

滴定補正値を k とすれば，$Cl=a+k$ Knudsen に従つて $N-A=\alpha$ とすれば

(2) 式より

$$\frac{N-\alpha}{N\cdot\rho'_{15}}=\frac{a}{(a+k)\cdot\rho_{15}}$$

$$k=a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15}}-1\right\} \cdots\cdots\cdots (3)$$

(3)式において例に a を試水のクロリニティと考えてその比重を $S_{15.a}$ とすれば補正値 k' は次式によつて与えられる。

$$k'=a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15.a}}-1\right\} \cdots\cdots\cdots (4)$$

また Knudsen によれば海水の比重とクロリニティとの間には次の実験的関係がある。

$$\rho_{15}=1+10^{-3}\cdot\sigma_{15}$$

$$\sigma_{15}=-0.814+1.3929Cl-0.001177Cl^2+0.0000371Cl^3$$

ゆえに $$\Delta\rho_{15}\fallingdotseq 10^{-3}\times 1.39\Delta Cl$$

しかるに k は $Cl-a$ であつて Cl の微小変化量であるから上式と同様に

$\rho_{15}-\rho_{15.a}=10^{-3}\times 1.39\,k$ とおける

ゆえに $\rho_{15}=\rho_{15.a}+10^{-3}\times 1.39\,k \cdots\cdots\cdots (5)$

よつて $\Delta k=k'-k$ は (4) 式より

$$\Delta k=a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15.a}}-\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15}}\right. \cdots (6)$$

(5)，(6) 式より

$$\Delta k=a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15.a}}-\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)(\rho_{15.a}+10^{-3}\times 1.39k)}\right\}$$

$\rho^2_{15.a}$ に対して $\rho_{15.a}\times 10^{-3}\times 1.39\,k$ を無視出来るから

$$\Delta k\quad\frac{a\cdot N\cdot\rho'_{15}\times 10^{-3}\times 1.39\,k}{(N-\alpha)\cdot\rho^2_{15.a}}$$

$$\therefore\quad\frac{\Delta k}{k}=\frac{a\cdot N\cdot\rho'_{15}\times 10^{-3}\times 1.39}{(N-\alpha)\cdot\rho^2_{15.a}} \cdots (7)$$

しかるに $\Delta k = k' - k$

$$k = k' - \Delta k = k' - \frac{k' + \Delta k}{k} \cdot \Delta k$$

$\frac{(\Delta k)^2}{k}$ は k に対して無視出来る程小さいから

$$\therefore \quad k = k'\left(1 - \frac{\Delta k}{k}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

ゆえに(8)式に(7)式の k の相対誤差 $\Delta k/k$ の値を代入すれば

$$k = k'\left\{1 - \frac{a \cdot N \cdot \rho'_{15} \times 1.39 \times 10^{-3}}{(N-\alpha) \cdot \rho^2_{15.a}}\right\} \quad \cdots (9)$$

ここに

$$k' = a\left\{\frac{N \cdot \rho'_{15}}{(N-\alpha) \cdot \rho_{15.a}} - 1\right\}$$

本(9)式が求むる新算出式である。よつて次いで(9)式によつて求められる補正値 k の精度を検討するために，(3)式と(9)式とを比較してその差を誤差 ε' とすれば，(5)式の関係を用いて

$$\varepsilon' = k'\left\{1 - \frac{a \cdot N \cdot \rho'_{15} \times 1.39 \times 10^{-3}}{(N-\alpha) \cdot \rho^2_{15.a}}\right\}$$

$$-a\left\{\frac{N \cdot \rho'_{15}}{(N-\alpha)\,(\rho_{15.a} + 1.39k \times 10^{-3})} - 1\right\} \cdots (10)$$

著者の実験の結果によれば調製する硝酸銀試薬(純度 99.8%) を 37.15g 用いて，また海水ビュレット，海水ピペットについて両者の組合せ器差に対する補正を行つて標準海水を滴定した場合は，α の値の変動は

$$-0.10 \leqq \alpha \leqq +0.10 \quad \text{となる。}$$

この範囲内における補正値の最大値は(9)式より

$$|k| < 0.20 \quad \text{となる。}$$

ゆえにクロリニティが 22‰までの海水において，(10)式の誤差 ε' が最大値をとる条件すなわち

$a=22$, $S_{15.a}=1.02965$, $\alpha=0.10$, $k'=+0.20$

においての ε' を ε_{max} とすれば

$$|\varepsilon'_{max}| = 0.0004‰,$$

ゆえに一般に $|\varepsilon'| \leqq 0.0004‰$

よつて(10)式によつて求められた k の値は，k を N, a, α の函数であるとした場合で 0.001‰ の精度がある。

4. 新補正値 k について

Knudse の補正値 k は試水の塩素量が 0～23‰ の広こ濃度範囲のものについて与えられているが，これらの試水をほぼ一定濃度の硝酸銀溶液で滴定する場合には滴定誤差および滴誤差について無視することができなくなると考えられる。著者はこれらの二つの分析誤差を考慮に入れた k の値を $\bar{k}$ とすれば，次式が成立するものとする。

$$\bar{k} = k + F(\varepsilon_t) + F(\varepsilon_d)$$

ここに k は Knudsen の補正値と同一のものでここでは著者の新計算法によるものである。

$F(\varepsilon_t)$ は滴定誤差に基く補正値，$F(\varepsilon_d)$ は滴誤差に基く補正値である。

(i) $F(\varepsilon_t)$ について

Kolthoff[4] によれば滴定誤差を ε_t とした場合

$$\varepsilon_t = \frac{E \cdot v}{n \cdot V} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

ここに E は指示薬 K_2CrO_4 の Ag^+ に対する感度で Kolthoff によれば 3×10^{-5} mol/L である。

n は試水の Cl^- の濃度 mol/L

V は滴定開始前の試水の供試容量，すなわちこの場合 15 cc

V は滴定終点の容量

すなわち銀滴定法においては終点は Ag^+ が指示薬感度 E だけ過剰に存在したときにだけ認められるので，硝酸銀溶液を標準海水で標定する場合においては硝酸銀溶液はこの滴定誤差に相当する過剰量だけ小さく算定されることになる。この標定の場合の滴定誤差を $F(\varepsilon_{t1})$ とし，またこの硝酸銀溶液で試水を滴定したとき，滴定誤差を $F(\varepsilon_{t2})$ とすると結局

$$F(\varepsilon_t) = F(\varepsilon_{t1}) - F(\varepsilon_{t2}) \cdots\cdots\cdots (12)$$

ここにおいて $F(\varepsilon_{t1})$ は試水を硝酸銀溶液で滴定した値 a に，硝酸銀溶液で標準海水を滴定した場合の滴定の誤差がどれだけ寄与するかを示す値である。ゆえに

$$F(\varepsilon_{t1}) = A \cdot \varepsilon_{t(1)}$$

ここに $\varepsilon_{t(1)}$ 標準海水の滴の場合の滴定誤差である。これに対して試水の滴定の場合の滴定誤差を $\varepsilon_{t(2)}$ とすれば $F(\varepsilon_{t2}) = a \cdot \varepsilon_{t(2)}$

しかるに塩素度 Cl_0 の定義において

$$Cl_0 = Cl\,(‰) \cdot \rho_{15}\,(g/L) \quad \cdots\cdots\cdots (13)$$

ここに ρ_{15} は 15°C の試水の密度である。

また $$N‰ = \frac{N \cdot \rho_{15}}{A_{Cl}}\,(mol/L) \cdots\cdots\cdots (13')$$

ここに Acl は塩素の原子量である

(13), (13′) 式より

$$\varepsilon_{t(1)}=\frac{E_1 Acl(15+2A)}{15\cdot\rho'_{15}}\cdot\frac{a}{N}$$

$$\varepsilon_{t(2)}=\frac{E\cdot Acl(15+2a)}{(a+k)\cdot\rho_{15\cdot a}\times 15}$$

ゆえに $$F(\varepsilon_{t1})=\frac{E\cdot Acl(15+2A)}{15\cdot\rho_{15}}\cdot\frac{a}{N}$$

$$F(\varepsilon_{t2})=\frac{E\cdot Acl(15+2a)}{15\cdot\rho_{15}}$$

ゆえに $$F(\varepsilon_t)-F(\varepsilon_{t1})-F(\varepsilon_{t2})$$

$$=\frac{E\cdot Acl(15+2A)}{15\cdot\rho'_{15}}\cdot\frac{a}{N}-\frac{E\cdot Acl(15+2a)}{15\ \rho_{15a}}$$

$$\fallingdotseq\frac{E\cdot Acl}{15}\left\{\frac{a}{A}(15+2A)-15-2a\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(16)$$

本式に $A=19$(‰), $Acl=35.5$, $E=3\times10^{-5}$(mol/L) を入れると,

$$F(\varepsilon_t)=6\times10^{-5}\cdot(0.8a-15)\quad\cdots\cdots(17)$$

(17)式は Knudsen 方式によるの値に対する滴定誤差の補正値である。

本式において $F(\varepsilon_t)$ は

$a=0$ のとき -0.0009 ‰

$a\ \ N$のとき 0 (〃)

$a=22$である $+0.0002$(〃)

である。

(ii) $F(\varepsilon_d)$ について

滴誤差については Bjerrum[5] の考え方によつた。すなわち滴定終点においては常に滴の最小量だけは過剰に添加されるとする。ゆえにその量だけの誤差を生ずるという考えである。しかる時は調製した硝酸銀溶液で標準海水を滴定した場合の滴誤差 $\varepsilon_{d(1)}$, 試水を滴定した場合の滴誤差を, $\varepsilon_{d(2)}$, 滴定量を a, 滴定終点の最小滴下量を d とすれば

$N-a=A$ より $N\fallingdotseq$ const であるから, $\Delta\alpha=-\Delta A=d$, また補正値 k を示す基礎関係式(3)によれば

$$k\quad a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-a)\cdot\rho_{15}}-1\right\}=a\left\{\frac{\rho'_{15}}{\left(1-\frac{\alpha}{N}\right)\cdot\rho_{15}}-1\right\}$$

$$\fallingdotseq a\left\{\left(1-\frac{\alpha}{N}\right)^{-1}-1\right\},\ \alpha\ll N$$

$$\cdot a\cdot\frac{\alpha}{N}$$

$$\therefore\quad \Delta k\ \cdot\frac{a}{N}\cdot\Delta\alpha=\frac{a}{N}\cdot d$$

滴誤差に対する補正値 $F(\varepsilon_t)$ が k の値に寄与するとすれば

$$F(\varepsilon_t)=\frac{a}{N}\cdot d\ \text{の関係がある}$$

ゆえに標準海水による標定の滴誤差にもとずく寄与を $F(\varepsilon_{d1})$ とすれば

$$F(\varepsilon_{d1})=d\times\frac{a}{N}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

また試水の滴定における滴誤差の寄与を $F(\varepsilon_{d2})$ とすれば

$$F(\varepsilon_{d2})=d$$

$$F(\varepsilon_d)=F(\varepsilon_{d1})-F(\varepsilon_{d2})$$

$$=d\times\frac{a}{N}-d$$

$$-d\left(\frac{a}{N}-1\right)$$

最小滴下量 d について著者が実験的に求めた値は

$$d=0.004\ \text{cc}\fallingdotseq 0.002\ ‰^*$$

であつた。Toll[5] も最小滴下量についてほぼこれに近い値を実験している。

本式において $F(\varepsilon_d)$ の値は

$a=0$ において $F(\varepsilon_d)=-0.0020$

$a=22$ において $F(\varepsilon_d)=+0.0003$

ゆえに (i) (ii) 節より k の完全補正式 $\bar{k}$ は次式で示される。

$\bar{k}=k+F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)$ は

$$=k'\left\{1-\frac{a\cdot N\cdot\rho_{15}\times1.39\times10^{-3}}{(N-\alpha)\cdot\rho^2{}_{15\cdot a}}\right\}$$

* 著者の実験では滴の体積はビュレット滴下口の内径の大きさには無関係で外径の大きさにほぼ比例する。外径を 1 mm種度に V 字形に削り加工して V 字形の測面にパラフィンを塗布したものは滴が約 0.004 cc のときに攪拌棒でとれ易くなる。

The Table of the Correction $\bar{k}$ calculated by the following Formula:

$$\bar{k} = k'\left(1 - \frac{a \cdot N \cdot \rho_{15} \times 1.39 \times 10^{-3}}{(N-\alpha)\,.\ \rho^2_{15,\alpha}}\right)$$

Here $$k' = a\left\{\frac{N \cdot \rho'_{15}}{(N-a) \cdot \rho_{15,a}} - 1\right\}$$

a \ α	−0.100	−0.090	−1.080	−0.070	−0.060	−0.050	−0.040	−0.030	−0.020	−0.010
→ 0.00	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003
1.00	+0.017	+0.018	+0.018	+0.019	+0.019	+0.020	+0.020	+0.021	+0.021	+0.022
2.00	+0.034	+0.035	+0.037	+0.038	+0.039	+0.040	+0.041	+0.042	+0.043	+0.044
3.00	+0.049	+0.050	+0.052	+0.054	+0.055	+0.057	+0.058	+0.060	+0.061	+0.063
4.00	+0.061	+0.063	+0.065	+0.067	+0.069	+0.071	+0.073	+0.075	+0.077	+0.080
5.00	+0.070	+0.071	+0.074	+0.076	+0.079	+0.082	+0.084	+0.087	+0.089	+0.092
6.00	+0.076	+0.079	+0.082	+0.085	+0.088	+0.091	+0.095	+0.098	+0.101	+0.104
7.00	+0.079	+0.083	+0.086	+0.090	+0.094	+0.097	+0.101	+0.105	+0.108	+0.112
8.00	+0.080	+0.084	+0.088	+0.092	+0.097	+0.101	+0.105	+0.109	+0.103	+0.117
9.00	+0.078	+0.082	+0.087	+0.092	+0.097	+0.101	+0.106	+0.111	+0.114	+0.119
10.00	+0.074	+0.079	+0.084	+0.090	+0.095	+0.100	+0.105	+0.109	+0.115	+0.120
11.00	+0.067	+0.072	+0.078	+0.083	+0.089	+0.095	+0.100	+0.106	+0.111	+0.117
12.00	+0.056	+0.062	+0.069	+0.075	+0.082	+0.086	+0.093	+0.099	+0.105	+0.111
13.00	+0.044	+0.050	+0.057	+0.064	+0.070	+0.077	+0.083	+0.090	+0.096	+0.103
14.00	+0.028	+0.035	+0.042	+0.050	+0.057	+0.064	+0.071	+0.077	+0.085	+0.092
15.00	+0.011	+0.018	+0.025	+0.033	+0.041	+0.048	+0.056	+0.064	+0.071	+0.078
16.00	−0.009	−0.001	+0.007	+0.015	+0.023	+0.031	+0.039	+0.048	+0.056	+0.064
17.00	−0.032	−0.023	−0.015	−0.007	+0.002	+0.011	+0.020	+0.028	+0.036	+0.045
18.00	−0.058	−0.049	−0.040	−0.031	−0.021	−0.013	−0.003	+0.006	+0.015	+0.023
19.00	−0.086	−0.076	−0.066	−0.057	−0.048	−0.038	−0.028	−0.019	−0.010	+0.000
20.00	−0.116	−0.106	−0.096	−0.087	−0.077	−0.066	−0.056	−0.047	−0.036	−0.026
21.00	−0.150	−0.139	−0.128	−0.118	−0.108	−0.097	−0.086	−0.076	−0.066	−0.055
22.00	−0.186	−0.175	−0.163	−0.153	−0.142	−0.131	−0.120	−0.110	−0.099	−0.087

$$+E\cdot A_{Cl}\left(\frac{15+2N}{15\cdot\rho_{15}}\cdot\frac{a}{N}-\frac{15+2a}{15\cdot\rho_{15,a}}\right)-d\left(1-\frac{a}{N}\right)$$

0.000	+0.010	+0.020	+0.030	+0.040	+0.050	+0.060	+0.070	+0.080	+0.090	+0.100
−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	-0.003	--0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003	−0.003
+0.022	+0.023	+0.023	+0.024	+0.025	+0.025	+0.026	+0.026	+0.027	+0.027	+0.028
+0.045	+0.046	+0.047	+0.048	+0.049	+0.050	+0.051	+0.052	+0.053	+0.055	+0.056
+0.065	+0.066	+0.068	+0.069	+0.071	+0.073	+0.074	+0.076	+0.077	+0.079	+0.086
+0.081	+0.083	+0.085	+0.087	+0.090	+0.091	+0.093	+0.095	+0.098	+0.100	+0.102
+0.095	+0.097	+0.100	+0.103	+0.105	+0.108	+0.111	+0.113	+0.116	+0.119	+0.121
+0.107	+0.110	+0.113	+0.117	+0.120	+0.123	+0.126	+0 129	+0.132	+0.136	+0.139
+0.116	+0.119	+0.123	+0.127	+0.130	+0 134	+0.138	+0.141	+0.145	+0.148	+0.152
+0.122	+0.126	+0.130	+0.133	+0.137	+0.142	+0.146	+0.150	+0.154	+0.158	+0.163
+0.124	+0.128	+0.133	+0.138	+0.143	+0.147	+0.152	+0.157	+0.161	+0.166	+0.171
+0.125	+0.130	+0.135	+0.141	+0.146	+0.151	+0.156	+0.162	+0.167	+0.172	+0.177
+0.123	+0.128	+0.134	+0.140	+0.146	+0.151	+0.157	+0.163	+0.168	+0.173	+0.179
+0.118	+0.124	+0.130	+0.136	+0.143	+0.148	+0.154	+0.160	+0.167	+0.173	+0.179
+0.109	+0.116	+0.123	+0.130	+0.136	+0.143	+0.149	+0.156	+0.163	+0.170	+0.177
+0.099	+0.106	+0.114	+0.121	+0.128	+0.135	+0.142	+0.149	+0.157	+0.164	+0.171
+0.086	+0.094	+0.102	+0.109	+0.116	+0.124	+0.132	+0.140	+0.148	+0.155	+0.162
+0.071	+0.079	+0.088	+0.096	+0.105	+0.112	+0.120	+0.129	+0.137	+0.145	+0.154
+0.054	+0.062	+0.070	+0.079	+0.088	+1.097	+0.105	+0.113	+0.122	+0.131	+0.140
+0.032	+0.042	+0.051	+0.059	+0.069	+0.078	+0.087	+0 097	+0.105	+0.115	+0.124
+0.010	+0.019	+0.028	+0.038	+0.048	+0.057	+0.067	+0.076	+0.087	+0.095	+0.105
−0.017	−0.007	+0.004	+0.014	+0.023	+0.034	+0.044	+0.053	+0.064	+0.074	+0.085
−0.045	−0.034	−0.024	−0.014	−0.003	+0.008	+0.018	+0.029	+0.040	+0.050	+0.061
−0.077	−0.066	−0.055	−0.044	−0.033	−0.021	0.011	+0.002	+0.014	+0.024	+0.036

$$+E\cdot A_{Cl}\left\{\frac{15+2(N-\alpha)}{15\cdot\rho'_{15}}-\frac{15+2a}{15\cdot\rho_{15a}}\right\}$$
$$+d\left(\frac{a}{N}-1\right)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(20)$$

ここに $$k'=a\left\{\frac{N\cdot\rho'_{15}}{(N-\alpha)\cdot\rho_{15\cdot a}}\right\}$$

(20)式により滴定補正値 k を小数第三位迄算出した。その値を附表に示す。

4. 新算出方法による k と Hydrographical Tables の k との比較

著者の算出式の第一項$(N,\ a,\ \alpha)$の値は(10)式で示したように滴定値 $a\leqq 22$ の場合 0.0004‰ 以内において全く一致する。両者の差は $F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)$ である。ゆえに $F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)$ の値を(17), (18) 式より計算すれば

$F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)=-0.003$ $(a=0$ のとき$)$

$F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)=+0.0005$ $(a=22$ のとき$)$

ゆえにこれらの分析誤差 $F(\varepsilon_t)$, $F(\varepsilon_d)$ を考慮して算入しない場合は塩素量の分析値は小数第三位が不確実であり，従つて Knudsen の

$$k=F(Cl,\ N,\ \alpha)$$

の場合小数第三位の取扱いが厳密にならない。従つて 0.01‰ の精度を保持するというのは妥当ではなく，同数値表では $a=N$ なる場合を除いて ±0.01‰の誤差の可能性がある。

結 論

本研究においては Knudsen 方式による海水のクロリニティの滴定に関する補正値について，Knudsen の Hydrographical Tables に述べている算出方を検討し，試水の塩素量の濃度が 0～22‰の範囲にある場合，標準海水の濃度と硝酸銀溶液の濃度の小偏差 α，および滴定値 a を用いて，試水の濃度に無関係に 0.01‰ の精度をもつ補正値 $\bar{k}$ 値のを算定した。

結論として

(i) 海水のクロリニティの測定温度を我々の標準温度 15°C として補正値 $\bar{k}$ を算出した。

(ii) 滴定誤差および滴誤差の値を明らかにし，両者による補正値 $F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)$ は

$0\leqq a\leqq 22$ において

$0.0029‰\leqq F(\varepsilon_t)+F(\varepsilon_d)\leqq+0.0005‰$

となることを明らかにした。

終りに御懇切なる御指導を賜わつた京都大学教授藤永太一郎博士に衷心より感謝致します。また御援助を仰いだ舞鶴海洋気象台長川瀬二郎氏および Wissensch. Meeresuntersuchung の閲覧の便を与えられた東北大学浅虫臨海実験所に深謝致します。

文 献

1) Knudsen, Carl Forch, und S.P.L. Sörensen (1902): Bericht über die chemische und physikalische Untersuchnng des Seewassers und die Aufstellung der neuen hydrographischen Tabellen., Wiss. Meeresuntersuch., N. F. Bd. 6, Kiel, 62pp.
2) Knudsen (1901): Hydrographical Tables. G.E. C. Gad, Copenhagen. 63pp.
3) James W. McGary (1954): Chlorinity Determination. Journ. Mar. Res. Vol. 13, No. 3. pp. 245-253.
4) Kolthoff I.M. and V. A. Stenger (1942): Volumetric Analysis. Vol. 1 2nd rev. ed. pp. 143-146.
5) Bjerrum, N. (1914): Die Theorie der alkalimetrischen und acidmetrischen Titrierungen. F. Enke, Stuttgart.
6) Toll, R., J. M. Valles, et F. Saiz (1951): Sobre la utilización de un aqua de mer cualquiera commo aqura

The Journal of the Oceanographical Society of Japan
Vol. 17, No. 4 , December 1961

寄　　稿

リュウグウノツカイの游泳方法をめぐつて*

西　村　三　郎**

リュウグウノツカイ類 *Regalecus* はアカマンボウ目 Lamprida (＝異顎目 Allotriognathi)・フリソデウオ亜目 Trachipterina (＝扁体亜目 Taeniosomi) のリュウグウノツカイ科 Regalecidae に属し，海のやや深いところをすみ場所にしていると考えられている硬骨魚類の1群である。この類はいちじるしく巨大になる（北大西洋産のリュウグウノツカイ *R. glesne* (ASCANIUS) では，体長6m以上に達するものがある）のと，体形と色彩がすこぶる変つていて幻想的なので（体はリボンのように延長・側扁する。背びれもきわめて長く，体の全背縁をふちどり，その前端の数本の軟条と1本の軟条よりなる腹びれとはムチ状に長く延長する。体幹は銀白色でところどころに暗色の斑紋があり，ひれは美麗な紅色），ふるくから一般のひとびとの注意をひいてきた。海の深いところをすみ場所としているせいか，この魚を生きた状態で観察するということはめつたにできず，時たま，暴風雨のあとで死骸が海岸に打ちあげられ，それが発見されて大さわぎになるというのが，洋の東西をとわず，通例であつた。とくに，ヨーロッパでは，ふるくからつたわる“大海蛇” Great Sea-Serpent の伝説の少くとも一部のものは，この魚が主人公を演じているのではないかという見解がおこなわれていたから，その変つた体形に対する好奇心とあいまつて，リュウグウノツカイの海中での生活様式，とくに游泳方法については，さまざまな想像がめぐらされてきたのであつた。

リュウグウノツカイの游泳方法をめぐる研究（あるいは空想といつたほうがよいかもしれないが）の歴史はおそらくふるいものだろうと思われるが，私が調べえた範囲内でも，今世紀のはじめまでこれをさかのぼることができる。1911年，SCHLESINGER[1]は，はじめて，この魚の游泳方法についてはつきりした見解をのべた。彼は，主として，PARKER (1886)[2]らによつて明らかにされたこの魚の骨格系に関する知見と，類似の体形をもつほかの硬骨魚，たとえばタチウオ *Trichiurus* などの游泳方法からの類推にもとずいて，リュウグウノツカイは，ウナギなどがやるように，体を強く左右に転行させて前進するのであろうとのべた。これに対して，DU BOIS-REYMOND† は，その動物の運動生理学に関する大著 (1914)[3]のなかで，リュウグウノツカイの游泳方法にも言及し，この魚は，長い背びれをこまかく波打たせることによつてゆるやかに前進するもので，体幹を左右に大きく蛇行させる，いわゆるウナギ型の游泳方法は，その体がいちじるしく側扁しており，かつ，つくりが弱々しい点からみて，おそらく，不可能であろうと結論した。ところが1926年になつて，BREDER は，その魚の運動をとりあつかつた論文[4]のなかで，ふたたび SCHLESINGER (1911) の見解を復活させ，リュウグウノツカイを含む扁体亜目の魚はウナギ型の游泳をするもので，このほかに，DU BOIS-REYMOND (1914) がのべたような泳ぎかたももちいられるのであろうとした。この SCHLESINGER (1911) ないし BREDER (1926) 流の考えかたは，その後多くの著者に受けいれられて，そこではいずれもリュウグウノツカイは体幹を大きく左右に蛇行させて游泳するというふうに記載されている（たとえば，NORMAN 1931; NORMAN & FRASER 1937)。

私は，1960年に入手したリュウグウノツカイの1標本を調べて，この魚は外部形態や骨格系のみならず，筋肉系もいちじるしく変つていることを報告した[5]。以来，この風変りな魚が自然状態の下ではどのような生活を営んでいるのか，いつたい，どのようにして游泳するのだろうかという疑問が頭を去らず，種々思索をかさねた結果，ようやくひとつの結論に達した。海は深く，このようなところにすんでいる動物がどのような生活を送つているのか，ほとんどわかつていない現在，このようなこともありうるかもしれないと思い，いささか突飛ともみ

* 1961年7月21日受理。この小文は，はじめ，“On the locomotion of the oar-fish” という表題の下に，英文でまとめられてあつたものである。論文の内容を考慮して，今回，これを和文になおし，かつ，平易に書き改めて，ここに発表することにした。

** 日本海区水産研究所。

† “自然認識の限界について” などの著書で有名な，ドイツの大生理学者 E. H. DU BOIS-REYMOND (1818–1896) とは別人。

えるであろう結論をここにご披露して，大方のご批判を仰ぎたいと思う。

かつて，GÜNTHER (1887) は，リュウグウノツカイを含む扁体亜目の魚は真の深海魚で，大洋の海底に生息しているものであろうと考えたが，私は，この意見には反対で，SCHLESINGER (1911) や NORMAN & FRASER (1937) がすでにのべているように，リュウグウノツカイは大洋の中層をすみ場所としているのであろうと考える。その理由は次のとおりである：(1) 体が延長し，かつ，すこぶる側扁していること。このような体形は，波浪や流動などによる水の動揺の少ない海の中層をすみ場所としている魚類に共通してみられるものである（内田 1930)。(2) 背びれ前端の，いちじるしく延長した数本の軟条と，これまたながく延びた，それぞれ1本の軟条からなる腹びれは，魚が水中に静かにけん垂し，あるいはゆるやかに游泳する際に，体のバランスがうまくとれるように適応した形態であろうと考えられる。(3) 体幹の色彩が銀白色であること。このような色彩は，日光がにぶくさしこむ海の中層にすんでいる魚種群にひろく認められるものである (MURRAY & HJORT 1912; MARSHALL 1954)。(4) 眼球は比較的大きく，とくに虹彩がいちじるしく巾広い。これも中層に生息する魚類の特長のひとつ (MARSHALL 1954)。(5) プランクトンを沪しとるための鰓ハ (gill-raker) はよく発達しているが，その上にはえている突起は粗い。このことは，リュウグウノツカイがやや大型の動物性プランクトンを餌にして生活していることを暗示するが，じつさいこれは確められている（寺尾 1931; MORI 1956; NISHIMURA 1960)。このような餌のとりかたは，この魚が漂泳性 (pelagic) の種類であることをものがたつている。

このように，大洋の中層に生息するとみられるリュウグウノツカイの游泳方法を考えるにあたつて，まず注意しなければならないのは，次のような体制上の特長である：(1) ウキブクロがない。(2) 皮下脂肪や脂肪体の発達はみられず，また，筋肉の脂肪含有量も高くないと考えるべき根拠がある（中村 (1925) によれば，この魚の肉はまずくて食うにたえないとあり，ノルウエイでは犬でさえこの魚を食わないという。たぶん，水つぽくて脂肪が少ないためと思われる。リュウグウノツカイに近縁なサケガシラ *Trachipterus ishikawai* JORDAN & SNYDER の肉については，じつさいそのようにいわれている)。ところで，頭部・内ぞう・脂肪組織を除いた硬骨魚類の体の比重は，ふつうの海水のそれよりもはるかに大きいといわれている (TAYLOR 1921)。したがつて，ウキブクロも，とくに発達した脂肪組織ももたないリュウグウノツカイは，その体の比重が海水よりも大きいと推定され，なんらかの方法を講じないかぎり，その体は海の中を沈降してとどまることがないであろう。ちなみに，海産硬骨魚類の多くのものが海水中で軽々と游泳しているのは，ウキブクロの中にガスを分泌して体の比重を海水のそれに近づけ，ごくわずかの変化で自由に浮沈できるように調節しているからである。

さて，このように，リュウグウノツカイはたえず海水中を沈降しつつあると考えられるのだが，ここで，さらに，次のような体制上の特性に注意する必要がある：(3) 骨骼はほとんど軟骨性で，骨質化 (ossification) はきわめて悪い。(4) ウロコもない。(5) すでにのべたように筋肉（とくに，体側筋）は水分が多いためにやわらかく，一般に発達が劣悪である。このような特長は，DENTON & MARSHALL (1958)[6] が示したように，ウキブクロをもたない中層—下層漂泳性 (bathypelagic) の硬骨魚類にひろくみられるもので，明らかに体の比重を軽減すべく適応した形質である。表1は，種々の海産魚類について，そのウキブクロの大きさ・体の比重・浮沈度 (sinking factor) をとりまとめたものであるが，これから，下層漂泳性である *Gonostoma elongatum*（ヨコエソの1種）と *Xenodermichthys copei*（ツブイワシの1種）が，ともにウキブクロを欠いているにもかかわらず，予想以上に小さな体比重をもち，したがつて，海水中における沈降速度も小さいことに気づく。これは，DENTON & MARSHALL (1958) によつて明確に示されたように，上にのべたような骨骼系・筋肉系などの退化的形成によつてもたらされているものにほかならない。おそらく，リュウグウノツカイも，上述の(3)～(5)の特性によつて，その体比重を相当軽減しているのであろう。しかも，この魚のすみ場所と考えられる躍層下の水帯では，温度が低いために，表層付近におけるよりも海水の比重が大きく，沈降物体により大きな浮力を与えるであろう。したがつて，リュウグウノツカイは，静止状態にあつて沈降するとしても，それは，おそらく，ごくゆるやかであろうと推定されるのである。

沈降に際しては，リュウグウノツカイは頭を斜上方に尾を斜下方に向けて，体の長軸が前後方向に傾いた姿勢（図1）をとるのではあるまいか？ なぜならば，(6) 頭部背縁から発するいちじるしく延長した数本の背びれ軟条とそれらの間にはられた巾広い膜，および (7) 胸位にあつて，これまたすこぶる延長したムチ状の腹びれは，魚の前体部により大きな摩さつ抵抗を生ぜしめ，その部分の沈降を遅滞させると想像されるからである。さらに，

Table 1. Relationship of percentage volume of the swimbladder to specific gravity and sinking factor in some marine fishes of different ecological categories.

Species	Ecological category*	Percentage vol. of swimbladder	Specific gravity	Sinking factor**	Sources
Mugil auratus	N	5.6	1.010	0.980	PLATTNER 1941
Monacanthus cirrhifer	N	5.2	1.022	0.996	AKITA 1936
Fundulus heteroclitus	N	5.0	1.023	1.003	BLACK 1948
Gadus luscus	NL	4.9	1.030	1.003	PLATTNER 1941
Crenilabrus melops	N	4.9	1.033	1.006	——— 1941
———	N	4.9	1.034	1.008	JONES 1951
Conger vulgaris	NL	4.7	1.027	1.001	PLATTNER 1941
Zeus faber	N	4.3	1.018	0.992	——— 1941
Ciliata mustela	L	1.1	1.050	1.023	JONES 1951
———	L	0.7	1.090	1.062	PLATTNER 1941
Gobius paganellus	L	0.3	1.110	1.081	——— 1941
Gonostoma elongatum	B	Absent	1.033	1.006	DENTON & MARSHALL 1958
Xenodermichthys copei	B	Absent	1.040	1.013	——— & ——— 1958
Pleuronectes platessa	L	Absent	1.063	1.036	LOWNDES 1941
	L	Absent	1.066	1.039	DELAROCHE 1809
Blennius pholis	L	Absent	1.070	1.042	PLATTNER 1941
Scomber scombrus	N	Absent	1.070	1.043	MAGNAN 1929
Raja clavata	L(E)	Absent	1.071	1.046	DELAROCHE 1809
Lepadogaster bimaculatus	L	Absent	1.075	1.047	LOWNDES 1941
Scylliorhinus catulus	L(E)	Absent	1.076	1.049	——— 1941
S. canicula	L(E)	Absent	1.076	1.049	——— 1941
Cottus bubalis	L	Absent	1.077	1.050	——— 1941
———	L	Absent	1.080	1.052	PLATTNER 1941
Callionymus lyra	L	Absent	1.084	1.055	——— 1941

* N—neritic; L—littoral; NL—intermediate between neritic and littoral; B—bathypelager without a gas-filled swimbladder; (E)—elasmobranch.

** Specific gravity (animal) divided by specific gravity (environment).

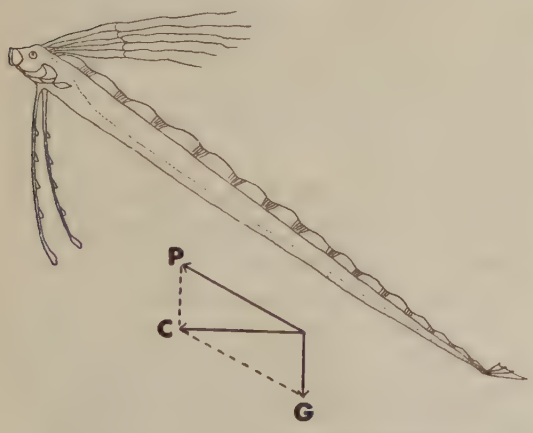


Fig. 1. The posture supposed to be assumed by an oar-fish when it is normally swimming in its natural habitat. The fish, lacking in a gas-filled swimbladder and in any appreciable amount of fat among tissues, would have a larger specific gravity than sea water and therefore would continue to sink slowly through surrounding water. During the fall, the fish would, owing to the braking effect of the long, filamentous dorsal and pelvic fin-rays and the horizontally-inserted pectoral fins, take an antero-posteriorly inclined position with the head turned obliquely upward. A slow progress by undulating the long dorsal fin propagatively and incessantly may be the locomotion method habitually adopted by the fish. If the obliquely upward movement gained in this way (*P*) is counterbalanced with the slow sinking (*G*) so as to make the vectorially composed displacement (*C*) to be horizontal, then the fish may be able to keep about the same depth in a midwater zone of the ocean.

(8) 基底が水平である胸びれは，もしそれを側方にひらく時は，前体部の沈降への強力なブレーキの役目をはたし，その結果，魚の前体部は上方にもちあげられるであろう。そして，躍層以深における低温による海水の動粘性係数の増大は，このような機構による前体部の沈降の遅滞化をいつそう強力にしていると考えられる。この魚の，斜上方にまがつた，奇妙な形の尾びれ（図4 a）も，おそらく，上述の沈降姿勢に対応したものとみられることはあとでのべる。

リュウグウノツカイは筋肉系・骨骼系においても非常に変つている。体側筋は，筋円錘あるいは筋節（muscle cone or myomere）が入れ子式に前後にはめこまれたものからなつていることは普通の魚と変わりないが，ただ，本種にあつては，それぞれの体側筋は非常に細長く（これにともなつて，各筋円錘もきわめて細長くなつている），かつ，任意の横断面をとつてみても，わずか2—3層の筋円錘のはめこみからしかなつていないことである。これは，体側筋の屈伸によつて強大な游泳力を獲得するサバ型魚類の場合（加福 1950）と対照的である。リュウグウノツカイでは，さらに，これらの体側諸筋は強靱で厚い結合組織からなる隔壁によつてお互いにへだてられ，この隔壁は内部においては背柱およびその付属突起と，外部においては同様に強靱な真皮と連絡する。したがつて，体側筋は，あたかも固い鞘のなかにはめこまれて，背柱のまわりにたばねられたような形になつている（図2）。尾部における体側筋の発達はきわめて悪い。背びれの軟条を支える神経間棘（interneural spine）はきわめてよく発達しており，かつ，独特の形態を備えている（PARKER 1886）。すなわち，それは短かくて頑丈な腕部と細長い柄部をもつ Y 字型をしており，両腕の端で前方および後方の神経間棘と強固に連結している。この連結部に，楕円形で丸味をおびた軟骨性の骨片をはさんで，背びれの軟条が関節している（図3）。前後の神経

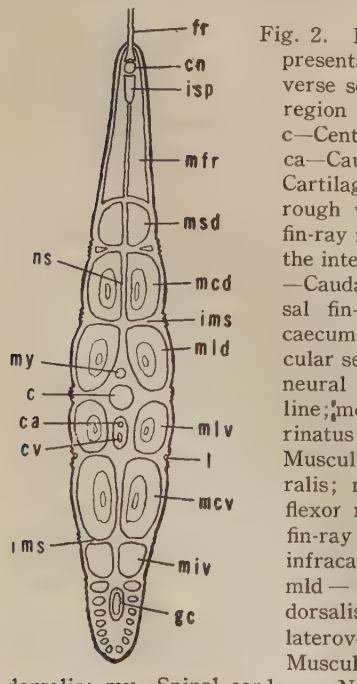


Fig. 2. Diagrammatic representation of a transverse section of the tail region in the oar-fish. c—Centrum of vertebra; ca—Caudal artery; cn—Cartilaginous nodule (through which the dorsal fin-ray is articulated with the interneural spine); cv—Caudal vein; fr—Dorsal fin-ray; gc—Gastric caecum; ims—Intermuscular septum; isp—Interneural spine; l—Lateral line; mcd—Musculus carinatus dorsalis; mcv—Musculus carinatus ventralis; mfr—Levator and flexor muscles of dorsal fin-ray; miv—Musculus infracarinalis ventralis; mld—Musculus laterodorsalis; mlv—Musculus lateroventralis; msd—Musculus supracarinalis dorsalis; my—Spinal cord; ns—Neural spine.

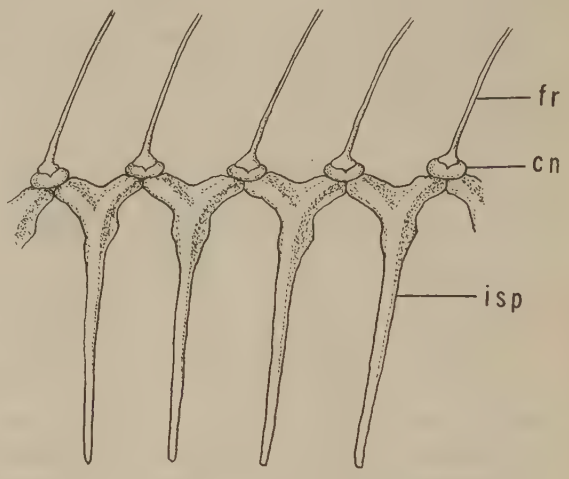


Fig. 3. Articulation of the dorsal fin-rays with the interneural spines in the oar-fish. cn—Cartilaginous nodule; fr—Dorsal fin-ray; isp—Interneural spine.

間棘の細長い柄部の間にできたひろい腔所には，すこぶるよく発達した背びれ軟条の挙筋と，これほど発達はよくないが，屈筋が収容されている（NISHIMURA 1960）。

このような筋肉・骨骼系の特異性は，平常の游泳に際しては，リュウグウノツカイは，体幹を蛇行させることによつてではなく，主として背びれをたえまなく波打たせることによつて推進力を得ているのではないかと想像させる。なぜならば，体側諸筋をつつむ強靱で厚い結合組織の壁は，よし，リュウグウノツカイが体幹の大きな屈伸をなしうるとしても，それに対して少なからぬ抵抗をおよぼし，せつかく脆弱な体側筋の収縮によつて生成されたいくばくかのエネルギーのうちの大きな部分が，この結合組織の壁を弯曲することに費やされてしまうだろうからである。とくに，上にのべたような神経間棘の特殊な形態と連結方法とは，この魚に対して，垂直方向にはもちろんのこと，水平の方向にでも，体幹を波動することをいちじるしく阻害しているであろうと思わせる。さらに，体幹，とくに尾部を波動させて巧妙に游

泳する魚種では，筋節の巾（＝背椎骨の長さ）が後方に向つて急速に減じる（DENTON & MARSHALL 1958）のに対して，リュウグウノツカイでは逆に増大するという事実（PARKER 1886）も，この魚は尾部のデリケートな運動が不可能であることを暗示しており，この点からも，体幹の蛇行は平常の游泳にはもちいられていないのではないかと想像されるのである。これに対して，体の全背縁をふちどる長い背びれ，いわば，ボールベアリング式ともいうべきその軟条と神経間棘との連結方式，きわめてよく発達した軟条挙筋は，この背びれの波動が，リュウグウノツカイの游泳において，大きな役割をはたしていることを強く暗示している。

ところで，ここにもうひとつ重要な事実がある。それは体側筋をはじめ，胸びれ・腹びれに付属する筋肉はすべて白色筋（white muscle）であるのに対して，背びれを動かす筋肉，とくに，そのよく発達した挙筋は赤色筋（red muscle）からなつていることである*。赤色筋は，その収縮は遅く，かつ，弱いが，長時間疲労することなく連続的に働きつづけるのに対して，白色筋は，短時間急激に収縮するが，じきに疲労してしまうということ（NEEDHAM 1928）はひろく知られている。これはおそらく，白色筋とくらべて，赤色筋はグリコーゲン，鉄あるいはヘモたん白（ミオグロビン，ヘモグロビン，チトクロームCなど），コレステロール，ビタミンB_{12}，アルギナーゼなどを多く含むが，クレアチンやクレアチン燐酸，トリメチルアミン・オキシドなどを少量しか有しないという事実（宮内 1915；松井・深山 1916；奥田 1917；PARKS & ROSE 1933；NAMIKI 1933，1934；萩須 1937；堀田 1941；SHEWAN 1951；名取 1951；築瀬 1952；松浦・ほか 1953；松浦・橋本 1954 など）と関連しているのであろう。じじつ，野口・ほか（1955）[7]は，底生のものに多い白身の魚（体側筋が白色筋である魚）は，ふだんは運動は不活発であるが，おどかされたり，餌料動物を追つたりする時には，予想もできないほどのじん速さで泳ぐことを観察した。そして，筋収縮の直接のエネルギー源である ATP（アデノシン3燐酸）の同一量〔の分解〕による収縮度は，白色筋よりも赤色筋において小さいことを示し，これは，赤色筋における多量のグリコーゲンの存在とその持続する分解（glycolysis）が，筋肉しょう（sarcoplasm）を酸性に傾かせ，その結果，筋原せんい（myofibril）の収縮性を低下させるのであろうこと；これに対して，白色筋においては，グリコーゲン量が少ないために筋肉しょうの pH は常に中性に保たれ，その結果，筋原せんいの収縮性は高度に維持されるのであろうと結論した。ところが，急激に収縮する白色筋では，クレアチン燐酸（phosphagen）とわずかしかないグリコーゲンは容易に消費しつくされて，じきに疲労してしまうのであると考えられる。

いささか話がわき道へそれたが，以上のべたところから，リュウグウノツカイは，赤色筋よりなる背びれ挙筋をゆるやかに，しかし，たえまなく収縮させて，背びれに伝ぱ的な波動をひきおこし，こうして大きくはないけれども，持続的な推進力を得ているのであろうことはきわめて確からしい。体幹を大きく蛇行させてじん速に泳ぐということは，たとえじつさいにおこなわれるとしても，おそらく，害敵からの逃避とか，游泳力の大きな餌料動物の追跡などといつた非常の場合に限られ，長時間はつづかないだろうと想像される。なぜならば，この場合の運動に関与する体側筋は白色筋なので，じきに疲労してしまうと考えられるからである。ところで，すでにのべたように，この魚は，海中では頭端を斜上方に向けた姿勢で，たえずゆつくりと沈降しつつあると想像されるので，持続的な背びれの波動による推進力は魚を斜上方に進むようにしむけるであろう。そして，もし，こうして得られる斜上方への変位と重力による落下とのベクトル和がほぼ水平であるならば（図1），リュウグウノツカイは，たえまない沈降によつて大洋の深層へと落下することをまぬがれて，その生息水帯を大洋の中層のほぼ一定の水深のところに保ちつづけることが可能というものである。さきに，なんらかの方法を講じないかぎり，この魚は海水中を沈降してとどまることがないだろうとのべたが，その方法とは，じつは，このたえまない背びれ挙筋の仕事をとおして，斜上方への推進力を得ることなのであろうと考えられるのである。

奇妙な形をした尾びれ（図4 *a*）は，いくらか垂直舵としての役割をはたすほかは，ほとんど游泳には関与していないのではないかと思われる。なぜならば，それはごく小型であり，尾部の諸筋肉系は発達がきわめて劣悪だからである。北大西洋産の *R. glesne*（ASCANIUS）ではこのひれは欠除しているといわれ，インド・太平洋産の *R. russellii*（SHAW）でも，生時にすでに尾びれが欠損していたとみられる個体が多い。もし，この尾びれが左右に打ちふられることによつて游泳に関与するものとすれば，それはおそらく後体部を下方におし下げ，頭端を上方にもちあげる効果（hypobatic effect）をもた

* 体側筋と背びれ挙筋とのこのような相違は，体表の色彩にも反映されていて，体側は銀白色なのに，背びれ基底部は，内部の赤色挙筋の色彩が真皮をとおしてすけてみえるので，暗赤紫色をおびる（黒田 1947；NISHIMURA 1960）.

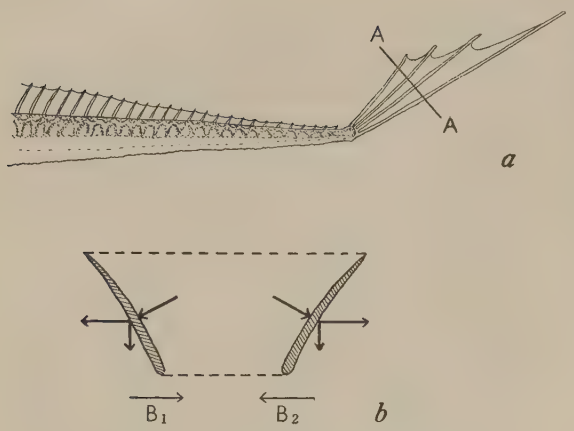


Fig. 4. Tail of the oar-fish (*a*). It may be employed as a keel preventing the short-heighted, posterior portion of the tail from rolling side to side during the undulation of the dorsal fin. But, if it should exercise any function in propulsive action, its effect would be hypobatic, i. e., depressing the tail and pitching the muzzle upward (*b*). The section A—A would indicate a swinging of the upper, dependent part of caudal fin during the beat (B_1 and B_2) and the pressure would be alternately downward from side to side.

らすものであろう（図4*b*）。最下端のき条がもつとも長大で，上方のき条ほど小さくなつていることは，その機能がトビウオ類の尾びれのそれに相似であることを暗示している。この点で，私は BREDER (1926) の見解とはまつこうから対立する。しかし，この対立は大して問題ではない。尾びれの役目は，推進力を得ることではなく，背びれを波動させて前進する場合に，体高の低い後体部が左右にローリングするのを防ぐためのキールのはたらきをすることにあると考えられるからである。尾びれが斜上方にひろがつているのはここにひとつの意味があるのであろう。また，そのき条が体軸に対してある角度をもつて斜上方に向つており，しかも，最下端のき条がもつとも長大であるのは，沈降に際して受ける流圧から尾びれを保護するという適応形態であるとも解することができる。

ながい間，人間にとつては，大洋の中層以深に生息する奇妙な形態をもつた，さまざまな動物を，それらがすんでいる自然環境の下でじかに観察するということは不可能であつた。したがつて，それらの生活様式について論じることはもちろん，空想するということすら，困難であつた。しかし，Bathysphere, Bathyscaphe などの深海探険用の機械が発明されてからは，深海の動物たちの，きわめて断片的ではあるが，興味深い生態の一端が明るみにだされた。そのうちでも，今回の考察に関連して，とくに興味深く思われるのは次のふたつの報告である。ひとつは，バーミュダ沖での Bathysphere による潜水調査の際に BEEBE (1934) が観察した光景で，2,500 ft のところで，彼が abyssal rainbow gar とよんでいる，ダツ類 Belonidae に似て体の延長した魚の1群が，頭を上方に向け，ほとんど直立した姿勢のまま，背びれを細かくうごかしてゆるやかに前進しているのを目撃した。もうひとつは FURNESTIN (1955) が Bathyscaphe から観察したもので，ウキブクロを欠く下層漂泳性魚である *Paralepis rissoi*（ハダカエソの1種）は，体の後方についた小さな背びれを細かくうごかしながら，頭を上方あるいは下方に向けた垂直の姿勢で水中にけん垂しているが，突然，この姿勢からジャック・ナイフのようにとび出して，突進し去つたとのべている。DENTON & MARSHALL (1958) によれば，ハダカエソ類には，ほかにも，同様な行動をするものがあるらしく，通常はゆるやかに水中にけん垂しているが，時折，猛烈な突進をするという行動型はミズウオ亜目 Alepisaurina（ハダカエソ類もこれに含まれる）の魚に共通したものらしい。これらの報告を引用したのは，大洋の中層以深に生息する魚類のなかには，じつさいに体を直立させて游泳するものがあること，しかも，それらの種類は一般に延長した体形をもつていることをのべたかつたからである。

なんらかの原因で海の表面へはこびだされたリュウグウノツカイを，生きた状態で目撃した人は稀であるが，それらの目撃者のなかには，この魚が蛇のように体を左右にふつて泳いだという印象をのべているのが少なくない（SCHLESINGER 1911; NORMAN & FRASER 1937）。これらの目撃に誤りがないとすれば，とにかく，リュウグウノツカイにとつて，体幹を左右に大きく蛇行させて泳ぐという運動が不可能ではないことを示すものとみられる。海の表層は，リュウグウノツカイにとつては異常な環境であるから，魚はこれから脱出しようとはげしい逃避行動をこころみるであろう。しかし，このはげしい游泳が必ずしもながつづきしないだろうことは，リュウグウノツカイが暴風雨のあとによく海岸に打ちあげられるという事実から推定される。波浪との斗い（＝体幹のはげしい蛇行による逃避行動）において，この魚は容易に疲労してしまい，いつたん疲労した後は微弱な泳ぎ手でしかなく，寄せ波にはこばれて海岸に打ちあげられ

てしまうのであろう。NILSSON (1855) は，リュウグウノツカイに近縁で，体形も類似しているサケガシラ（北大西洋産）*Trachipterus arcticus* (BRÜNNICH) が海岸に打ち寄せられる状況を観察する機会に恵まれたひとりだが，それによると，この魚は水深2～3ファゾムの海底をカレイ類のように体を横にねせて泳いだが，その速さは大きくなかつた。(NILSSON の意見によれば，この魚の習性はカレイ類のそれに近いものである！) そして，鉤のついた棒で容易にひきずりあげられてしまうという。水圧の減少が魚を弱らしたという可能性をも考慮しなければならないが，この観察は次のことを暗示している点でたいへん貴重である—すなわち，この扁体亜目の魚は〔波浪との斗いで容易に疲労してしまい，疲労して[illegible]なると，体の[illegible]をかえすことも，海中高くからゆっくり沈降して[illegible]することもできない。体が重いので海底に沈み，そこで横臥状態となつて，背びれを持続的に波動させることによつてのろのろと泳ぐのみである。

主要引用文献

1) SCHLESINGER, G. 1911. Die Locomotion der täenioformen Fische. Zool. Jahrb. (Abt. Syst.), **31**: 469-490.
2) PARKER, T. J. 1886. Studies in New-Zealand ichthyology I. On the skeleton of *Regalecus argenteus*. Trans. Zool. Soc. London, **12**: 5-34.
3) DU BOIS-REYMOND, R. 1914. Physiologie der Bewegung. Handbuch der vergleichenden Physiologie (herausgeg. von H. WINTERSTEIN), Bd. 3, Hälfte 1, Teil 1: 1-248.
4) BREDER, C. M., Jr. 1926. The locomotion of fishes. Zoologica, **4**: 159-297.
5) NISHIMURA, S. 1960. A record of *Regalecus russellii* (SHAW) from the Sado Straits in the Japan Sea. Ann. Rept. Jap. Sea Reg. Fish. Res. Lab., (6): 58-68.
6) DENTON, E. J. & N. B. MARSHALL 1958. The buoyancy of bathypelagic fishes without a gas-filled swimbladder. J. mar. biol. Ass. U. K., **37**: 753-767.
7) 野口栄三郎・山本常治・佃　信夫 1955. 漁獲物の鮮度保持に関する研究（第2報）“洗い”の現象と魚類の游泳運動について．日水研年報，(2):115-121.

東大海洋研究所の発足について

日　高　孝　次

海洋は地球表面積の7割以上をしめ，その中に起こる自然現象は陸上の諸現象と緊密に相関連している。今や海洋[illegible]よう大洋底の諸現象の研究をおこなわずしては，陸上の諸現象を正しく解明することはとうていできない。しかもわが国においてはこのような海洋の基礎研究を専問におこなう機関はまだ無い。

わが国は四面環海，国土が狭く，陸上資源はその全人口を養うに足りず，当然資源を海にあおぐほか途がないにかかわらず，漁業資源の開発は次第に国際的な制約を受けつつある。今にして漁業資源や海洋資源の基礎研究に積進してその増産をはかるに非ずれば，日本民族の食生活は遠からず重大な危機に遭遇するであろうことは火を見るよりも明らかである。

また最近海洋研究においては国際協力がきわめて盛んであつて，わが国でも協力を惜しむものではないが，既設現業機関は，その独自の業務の性質において国際協力のため調査船を派遣している現状である。以上のような理由によつて，わが国では最新式の設備をもつ専用研究船をもち，海洋と真つこうからとり組む研究所が絶対に必要である。

現在日本における海洋研究は気象庁，水産庁，海上保安庁水路部，防衛庁，および文部省関係各大学などで，おのおのその業務遂行の必要上おこなわれているが，海洋自体の基礎研究を使命として正面から海洋と取組む純学術的な研究機関はいまだ存在していない。

昭和36年6月27日，東京大学の評議会は慎重討議の結果，海洋の研究所を東大に付置せしめ，全国共同利用の研究所として発足せしめることを可決した。

以上のように海洋と真向から取組む基礎的研究所がわが国に無かつたことは，戦後久しからずして指摘されたことであるが，具体的な運動は昭和33年日本海洋学会と日本水産学会とが共同して日本学術会議にその創設方を建議したに始まる。本案はその後科学技術庁を経て文部省に移され，文部省ではこれを東大に設置するのを妥当とするとの結論に達したものである。よつて東大では理学部，農学部および地震研究所などの，学内で海洋研究に関心をもつ有志の懇談会で検討した結果，深海，大洋底の研究や大海洋を対象とする遠洋探検などで，外国では現

在きわめて目ざましい進歩発展を遂げているにかかわらず，日本ではほとんどみるべき成果のあがつていない重要分野があることが反省され，完備した専用研究船がないことがそのおもな理由であるという結論に達した。したがつて東大の研究者たちは，「沿岸や浅海における研究はあまり重視せず，今まで日本でさほど活発に研究されていなかつた遠洋，深海，海底など未解決の諸問題の解明を主目標とし，完備した研究船をもつ研究所であるならば，東大はよろこんでこれを迎えるであろう」ことを申し合わせ従来日本海洋学会，日本水産学会から提出された案を若干修正して文部省に提示した。よつて文部省では6月 22 日この研究所を東大に付置せしむることに態度をきめ，同月 27 日東大は文部省の提案受諾の旨を表明した次第である。

日本ではじめての海洋研究所であるから，あまねく全国の海洋研究者の利用に供すべきは当然である。よつてこの研究所では所長の諮問機関として全国的視野において各専門分野を代表する若干名の学識経験者を以て構成する研究所運営委員会を，また東京大学その他海洋研究に関連のある諸大学，諸官庁，の学識経験者や代表者等を以つて構成する研究船運営委員会を設置して共同利用の実をあげることにつとめることになつている。

付属の研究船は3000トンで，日本海，および北太平洋冬季の荒天で観測が可能なこと，最新式の重測器を縦横に駆使できるために船体が大きく，またできるだけ動揺しないで操作が便利なこと，少なくとも 30 人の科学者が洋上で研究できることなどを意図して，最少限 3,000 トンはぜつたい必要であるとの結論に達したものである。したがつて海洋研究所が共同利用の実をあげるための焦点が，この完備した専用研究船にあること申すまでもない。以上の他に近海用として300 トンの研究船を要求した。

本案が6月 27 日の東大評議会を通過するや，茅学長は海洋研究所準備会（委員長：日高教授）を任命し，昭和 37 年度および以降の予算編成に着手してこれを提出せしめた。本委員会の構成は下の通りである。

理学部長，農学部長，地震研究所長　日高孝次（地球物理），坪井忠二（地球物理），久野　久（地質），斎藤信房（化学），藤井　隆（動物），高木　淳（船舶），松江吉行（水産），檜山義夫（水産），大島泰雄（水産），末広恭雄（水産）各教授，奈須紀幸助教授（地質），菅原健　名古屋大学教授（日本学術会議代表），東大事務局長，庶務，経理，施設各部長ほか。

なお本委員会はその後頻繁に集つては着々海洋研究所の設立準備を進めている。

今回東大が提案した研究所の内容は次の 15 部門から成り，3年を以て完成することを期す。

第一年次（昭和37）	第二年次（昭和38）	第三年次（昭和39）
海洋物理学	資源環境学	海洋気象学
海底物理学	海洋生化学	海洋生物生態学
海底堆積学	海洋生物生理学	漁業測定学
海洋無機化学	海洋微生物学	大洋底構造地質学
プランクトン学	資源生物学	
資源解析学		

昨年末本研究所の予算のうち海洋物理学および海底堆積学の二部門，事務職員と，これに附随する費用若干，250 トンの研究船（300 トンを要求して 250 トンにけずられたもの，昭和 37，38 年度の2年にまたがる国庫債務負担行為として設計建造する）建造に対する経費が認められた旨大蔵省から内示があり，本年4月から発足出来る予定になつた。本研究所の主体をなす 3000 トンの研究船については，大蔵省は確約をあたえてないが，大学が独自にその設計をすすめることは差支えない意嚮のようである。

1月8日の海洋研究所設立準備会第6回会議において，法制上本研究所を「東京大学海洋研究所」と呼称し，東京都内に置き「海洋およびその資源に関する基礎的研究」を以てその目的とする旨申し合せ茅学長から文部省に届け出た。

日本学術会議海洋学特別委員会海洋研究所小委員会並びに旧海洋綜合研究所設立促進委員会（16人委員会）の委員に対する報告会を 2 月 13 日，日本学術会議において開催，種々意見の交換をおこなつた。なお4月1日から東大内の海洋研究所準備会が解散し，茅学長を委員長とする海洋研究所設立準備委員会が発足する予定である。研究所の敷地は未定であるるが目下急いで物色中である。

なお本研究所創設について文部省，日本学術会議，科学技術庁，東大当局，その他日本水産学会，日本海洋学会等関係者御一同の並々ならぬ御支援をいただいたことをここに厚くお礼申上げる次第である。（1962.2.23）

録　　事

1. 評議員会議事録

（1） 9月評議員会

日　時: 昭和 36 年9月 19 日

場　所: 気象庁第1会議室

出席者: 日高，中野，星野，斎藤，西浦，岩宮，半沢，淵，丸茂，佐々木，増沢（菱田，宇野木，委任状出席）（順序不同）

議事内容:

a) 入退会の件‥‥次の各氏の入退会が承認された。

新入会員

木原光城（国立予防衛生研究所）

宝来帰一（東大，大学院）

[illegible]（東大，震研）

[illegible]（団体会員）

退　会

利渉義宣（千葉水試）

b) 海洋研究所の件

日高会長より，海洋研究所設立の進行状況について報告があつた。本件は，6月27日，東大評議員会を通過して，学長よりの要請により，東大内に海洋研究所準備会が設けられた。

委員長は日高氏，委員は，坪井，松江，大島，末広，檜山，理学部長，農学部長，震研所長，斎藤，藤井，奈須，高木，および日本学術会議を代表して菅原の諸氏である。

そして初年度六部門および観測船の予算を出した。敷地は，いろいろ話があるが，まだかたまつてはいない。全国共同利用の中心は，この 3,000トンの観測船になるだろう等の報告があつた。

c) 太平洋学術会議の件

日高団長より次の報告があつた。8月21日より9月2日迄ハワイのホノルル市において開催され，日本よりは132名の学者が出席した。海洋部門のシンポジウムはなかなか盛大であつた。次回の大会は1966年東京で開催するという話もでている。

d) 20周年記念事業の件

淵委員より外人学者に招待状を出したこと。大気・海洋間エネルギー交換のシンポジウムを開くこと。International Symposium on Oceanography を開催すること。募金の状況などが報告された。中野委員よりは出版物関係の報告があつた。

e) 熊本博覧会の件

表記につき参考品の出品依頼があり，佐々木評議員が処理することになつた。

f) 日本海の調査の件

星野評議員より表記についての構想が述べられたが，同評議員のところで，もつとよく検討することになつた。

g) 評議員辞任の件

上野福三氏は，海外出張のため，評議員の辞任を申出られ承認された。

2. 月例会

（1） 9月例会

日　時: 昭和36年9月19日（火曜日）13.30～16.00

場　所: 気象庁第1会議室

講　演: 1. 日本沿岸の海藻に着生する珪藻類
高野秀昭（東海区水産研究所）

2. 赤道潜流について
日高孝次（東京大学）

日本海洋学会誌

第17巻 (1961)

総 目 次

第 1 号

市栄 誉, M. I. JONES, N. C. HULINGS, F. C. W. OLSON: Alligator Harbor と Ochlockonee 湾（フロリダ州）内の塩分変化（英文）……1～9

杉村行勇: 現世堆積物の地球化学的研究（第4報）—鹿児島湾底土のクロロフィル分解物含量について（英文）……10～14

山本善一: 海洋に関する化学的研究（第87報）汀土のモリブデン含量について (2)……15～20

秋山 勉・深瀬 茂: 保存中における海水の珪酸塩含量の変化について（第2報）……21～27

半谷高久・石渡良志: 大気と海洋との間の炭酸ガスの交換に関する研究—I（英文）……28～32

今西 裏: 海洋魚における無機化学成分の研究—IX. 海洋魚におけるアルカリ金属元素とアルカリ土類金属元素の相対量の表わし方について……33～39

今西 裏: 海洋魚における無機化学成分の研究—X. 海洋魚における鉄およびアルミニウムの分布について……40～44

丸茂隆三・朝岡 治・唐牛公平: *Eucampia Zodiacus* EHSENBERG の分布と海況との関係……45～47

今井嘉彦: 元素の行動に関する海洋化学的研究III. 内湾における海水中の鉄およびアルミニウムの分布—特に潮目に関連して，その2，須崎湾について……48～53

寄 稿

F. C. W. OLSON および市栄 誉: 論文「北大平洋亜寒帯海域における西岸境界流と鉛直流」に対する批判……54～56

安井善一: 昭和34年東北海区綜合海況……57～58

録 事……59～60

Journal of the Oceanographical Society of Japan

Volume 17 (1961)

Contents

Number 1

T. ICHIYE, M. L. JONES, N. C. HULINGS, F. C. W. OLSON: Salinity Change in Alligator Harbor and Ochlockonee Bay, Florida .....1～9

Y. SUGIMURA: Geochemical Studies on Recent Sediments IV.—Chlorophyll Degradation Products in Surface Muds from the Kagoshima Bay in Japan .....10～14

Y. YAMAMOTO: Chemical Studies on the Ocean —LXXXVII. Molibdenum Content of the Shallow-water Deposits (2) (in Japanese)..15～20

T. AKIYAMA and S. FUKASE: On the Variation of Silicate Content in Sea Water during its Storage .....21～27

T. HANYA, R. ISHIWATARI: Carbon Dioxide Exchange between Air and Sea Water—I. ..28～32

N. IMANISHI: Studies on the Inorganic Chemi-Constituents of Marine Fishes—IX. On the Methods to Indicate the Relative Quantities of Alkaline Elements and Alkaline-Earth Elements in Marine Fishes (in Japanese) ....33～39

N. IMANISHI: Studies on the Inorganic Chemical Constituents of Marine Fishes—X. On the Distribution of Iron and Aluminum in Marine Fishes (in Japanese) .....40～44

R. MARUMO, O. ASAOKA and K. KAROJI: On the Distribution of Eucampia zoodiacus EHSENBERG with Reference to Hydrographic Conditions (in Japanese).....45～47

Y. IMAI: Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements III. Iron and Aluminium Distribution in Susaki Bay -In Connection with the Concentartion of those Elements in the "Shiome" Zone (in Japanese) .....48～53

Correspondences

F. C. W. OLSON and T. ICHIYE: Comment on the paper "Western Bundary Currents and Vertical Motions in the Subartic North Pacific Ocean" .....54～56

Z. YASUI: The state of sea off Tohoku district in 1959 .....57～58

Proceedings .....59～60

第 2 号

星野通平・日向野良: 赤道海域の深海堆積物にふくまれる $CaCo_3$ について……61～67

小長俊二: 表面水温について IV 天気の影響 2……68～73

森安茂雄: 季節風による海況の変動について (英文)……74～79

竹内能忠・七沢 謙: 今治海岸におけるいわゆる「軍艦波」について……80～90

三好 寿: チリ地震津波をめぐつて III……91～95

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究IV 内湾における海水中の鉄およびアルミニューウの分布・特に湖日に関連して, III. 浦之内湾について……96～100

今西 襄: 海洋魚における無機化学成分の研究 XI 海洋魚における錫の分布について……101～102

寄 稿

杉村行勇: 国際海洋学会に寄せられた化学関係論文……103～107

西村三郎: ウナギの回遊と産卵の問題—TUCKER 博士の新説をめぐつて……103～114

録 事……115～119

第 3 号

高野健三: 海洋の大循環 (仏文)……121～131

高野健三: 海水の定常大循環 第2部(仏文)……132～140

庄司太郎: 日本沿岸の日平均水位の変動について (英文)……141～152

三好 寿: チリ地震津波をめぐつて IV……153～156

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究— V 浦戸湾におリンける海水中の無機リン含有量におよぼす陸水および底土の影響について……157～160

今西 登: 海洋魚における無機化学成分の研究XII. 海洋魚におけるマンガンの分布について……161～164

寄 稿

赤松英雄・小泉宗三郎: ナンセン転倒採水器用の新メツセンジヤーについて……165

Number 2

M. HOSHINO and R. HIGANO: Calcium Carbonate Content of Deep See Sediment in Equatorial Region (in Japanese) .....61～67

S. KONAGA: The Water Temperature at the Sea Surface IV—The Influence of Weather 2 (in Japanese) .....68～73

S. MORIYASU: On the Influence of the Monsoon on the Oceanographic Conditions.....74～79

Y. TAKENOUTI and K. NANASAWA: About "GUNKAN-NAMI" (Warship wave) which reaches on the Imabari Beach as Significant Breakers (in Japanese).....80～90

H. MIYOSHI: On the Tsunami of May 24, 1960 III (in Japanese).....91～95

Y. IMAI: Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements IV.—Distributions of Iron and Aluminium in Uranouchi Bay. Particularly on Concentration of those Elements in the "Shiome" Zone or the Tide Rip. (in Japan).....96～100

N. IMANISHI: Studies on the Inorganic Chemical Constituent of Marine Fishes XI.—On the Distribution of Tin (in Japanese) .....101～102

Correspondences

Y. SUGIMURA: Chemical Reports on International Oceanogr. Society.....

S. NISHIMURA: Dr. TUCKER's New Hypothesis to the Atlantic Eel Problem, with a Speculation on the Migration and Reproduction of the Japanese Eel. .....103～114

Proceedings .....115～119

Number 3

K. TAKANO: Circulation Generale Permanente dans les Oceans (in French) 121-131

K. TAKANO: Circulation Generale Parmnente dans les Oceans. —Deuxieme partie (in French) 132-140

D. SHOJI: On the Variations of the Daily Mean Sea Levels along the Japanese islands .. 141-152

H. MIYOSHI: On the Tsunami of May 24, 1960, IV (in Japanese) 153-156

Y. IMAI: Oceanographical Studies on the Behavior of Chemical Elements. V—On the Influences of Land water and Sediment upon the Quantity of Inorganic Phosphate Contained in the Sea Water of Urado Bay (in Japanese)..157-160

N. IMANISHI: Studies on the Inorganic Chemical Constituents of Marine Fishes XII. On the Distribution of Manganese in Marine Fishes (in Japanese) 161-164

Correspondences

H. AKAMATSU and S. KAZUMI: A New Type Messenger for Nansen Reversing Bottle..165

録 事……166～167

第 4 号

鳥羽良明: 海面における気泡の破裂による海水滴の生成について III. 風洞水槽による研究……169-178

高野健三: 海水の定常大循環 第2部続き ……179-189

高野健三: 無限に長い海での表面密度の緯度の変化 ……190-196

森安茂雄: 串本, 浦神の月平均潮位差について ……197-200

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究VI. 浦之内湾および須崎湾におけるモリブデンの分布について ……201-204

今井嘉彦: 元素の挙動に関する海洋化学的研究VII. 浦戸湾におけるモリブデンの分布について ..205-207

與水直文・Chlorinity の測定法の分析化学的研究 I. KNUDSEN 方式の Chlorinity の測定の分析誤差と補正値Kの算出法 ……208-214

寄 稿

西村三郎: リュウグウノツカイの遊泳方法をめぐって 日高孝次東大海洋研究所の発足について ……215-222

録 事 ……223

総目次 ……225-227

Proceedings ……166-167

Number 4

Y. TOBA: Drop Production by Bursting of Air Bubbles on the Sea Surface III. Study by Use of a Wind Flame ……169-178

K. TAKANO: Circulation General Permanente dan sles Oceans —Deuxieme partie (suite) ……179-189

K. TAKANO: Distribution de Densite a la Surface d'un ocean de longeur Indefinie en Function de Latiltude ……190-196

S MORIYASU: On the Difference in the Monthly Sea Level between Kushimoto and Uragami Japan ……179-200

Y. IMAI: Oceanographical Studies on the Behaviour of Chemical Elements VI. On the Distribution of Molybdenum in Sea Water in Uranouchi Bay and Susaki Bay ……201-204

Y. IMAI: Oceanographical Studies on the Behavior of Chemical Elements VII. on the Distribution of Molybdenum in Ses Water in Urado Bay ……205-207

N. KOSHIMIZU: The Study of Chlorinity Determinations. I. The Errors in the Chemical Determination by the Knudsen Method and the Method of Calculations of the Correction "*k*" ……208-214

Correspondences

S NISHIMURA: On the Locomotion of the Oar-Fish ……215-222

Proceedings ……223

Contents of volume 17 ……225-227

R.I.S.

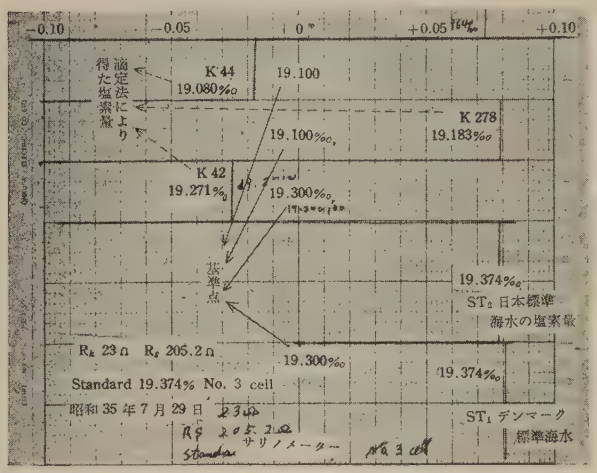
RIGO-SALINOMETER

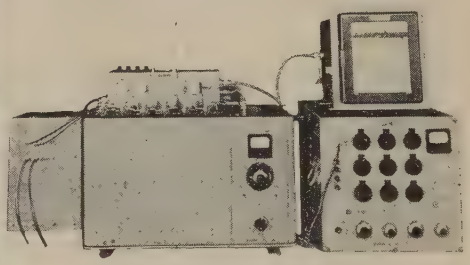
気象庁御指導　特許出願中

海水の電気伝導度を測定して塩分を算出し塩検に代える企は古からあり各所で試作されて来ましたが1956年 Woods Hole 海洋研究所で新しい構想のもとに電気伝導度塩分計を完成し次第に英米の塩検はこの装置を使用する方法に変りつつあります。

弊社に於きましてもこの度気象庁の御指導により RIGO-SALINOMETER を完成致しました。

本装置による測定例





RIGO-SALINOMETER

	塩素量	基準点	記　録	サリメーターの読み	補整値	塩素量補整値
ST₁	19.379	19.300	+0.081	19.381	19.379	0.000
ST₂	19.374	19.300	+0.078	19.378	19.376	−0.002
K42	19.271	19.300	−0.026	19.274	19.272	−0.001
K278	19.180	19.100	+0.079	19.179	19.177	+0.003
K44	19.080	19.100	−0.017	19.083	19.081	−0.001

補整値＝サリノメーターの読み＋(標準海水の塩素量−標準海水の読み)

例：K42　　19.271＝19.274＋(19.379−19.381)
＝19.274＋(−2)

基準点はサリノメーターの Cl ダイアルにて求める。

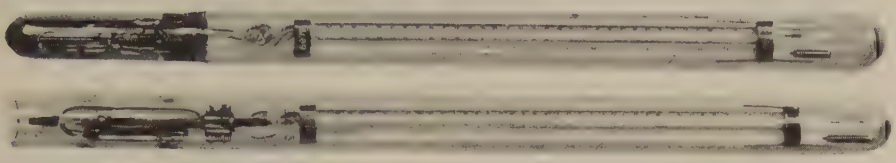
株式会社 **離合社**

本　社　東京都千代田区神田鍛冶町1ノ2　TEL. 神田 (251) 0458, 0773, 1513, 4813, 7407

大阪営業所　大阪市北区北同心町1ノ15　TEL. 堀川 (35) 8019, 7346

工　場　東京——浦和

Reversing Thermometer



DEPTH 10,000 M

Protected
−1～3°C in 0.02 deg.
Unprotected
25～60°C in 0.1 deg.
pressure coeff. $< 0.07°C \Big/ \frac{kg}{cm^2}$

WATANABE KEIKI MFG. CO., LTD.

114 Higashikata-machi, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan
Cable Address: STWKEIKI Tel. Tokyo (921) 0044, 5954

水路測量と土質調査

Hydrographic Survey and Marine Geological Survey

SANYO Hydrographic Survey Co., LTD.

業　務　深浅測量，底質土質調査，国土保全測量調査，海洋資源開発測量調査

防災工事測量調査，マイルポストの測量，航海保安に必要な調査，海底ケーブル沈設測量調査，潮汐，潮流，海流，波浪の観測

一般海洋観測調査，その他一般海事関係の観測調査および関係業務の技術，科学的研究

特　色　高性能の精密計測機の整備拡充

元海上保安庁職員をもつて組織する優秀なる我国唯一の技術陣

総代理店(連絡先)は全国的組織網を持つ三井物産 K.K の本，支店出張所

三洋水路測量株式会社
東京都港区芝田村町4丁目4番地
電話 (431) 1355

T.S.K. 株式会社 **鶴見**

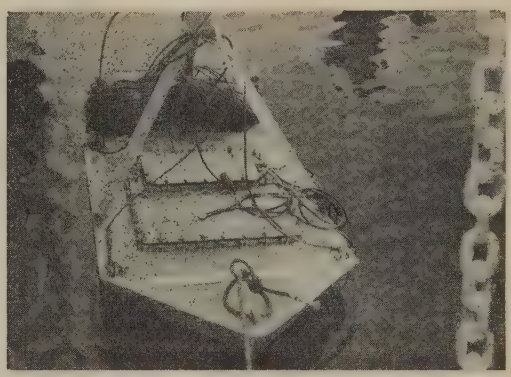
THE TSURUMI SEIKI

No. 1506, TSURUMI, TSURUMI-

The Synthetic Maker
Instrument and the

T.S.-RBT. RADIO CURRENT

CURRENT METER. RADIO TRANSMITTER. BATTERY



BUOY FLOATING ON
THE SURFACE

最近郵政省電波管理局許可分

	関第 18186	九第 6749
周波数	1690 kc	1690 kc
出力	0.5 W	2 W
有効利用範囲	5 km	20 km

株式会社 **鶴見精機工作所**
電話鶴見(5)2028・6656

精機工作所

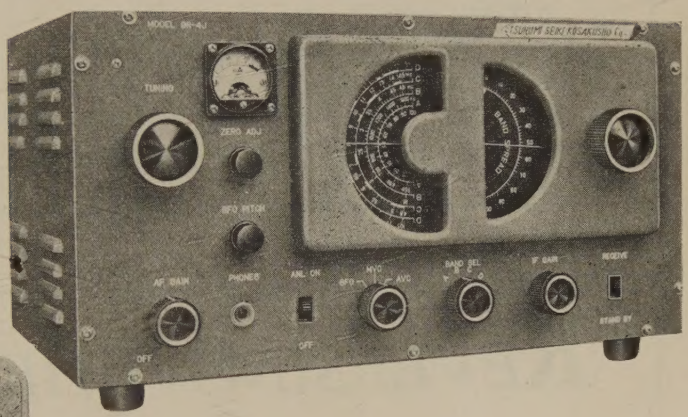
KOSAKUSHO CO., LTD.

KU, YOKOHAMA, JAPAN

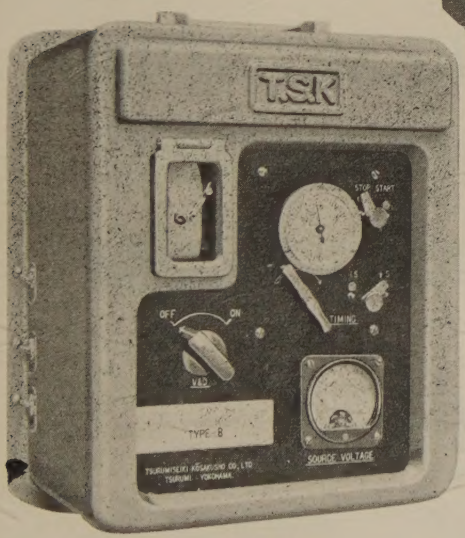
of the Oceanographic
Marine Instruments

METER TYPE—B

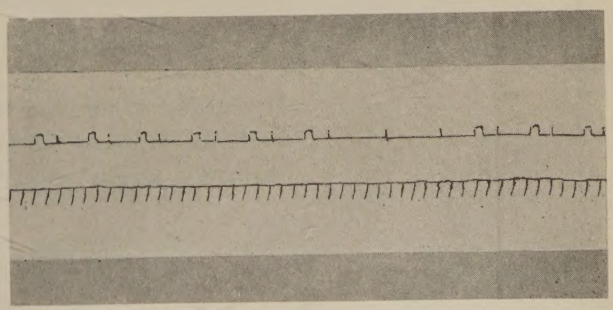
RADIO RECEIVER



DIRECTION & VELOCITY RECORDER

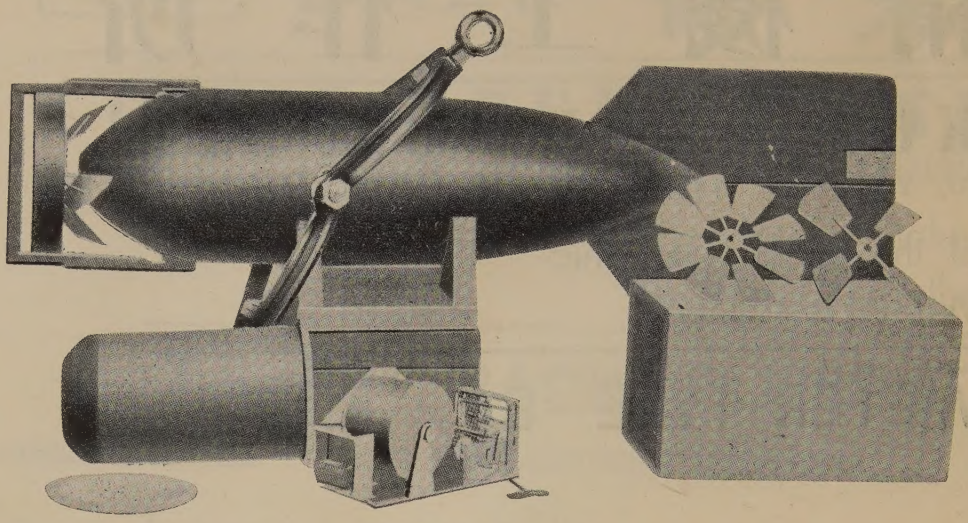


A PART OF RECORDS



岩宮測器研究所

所長　岩宮政雄



(小野式自記流速計)

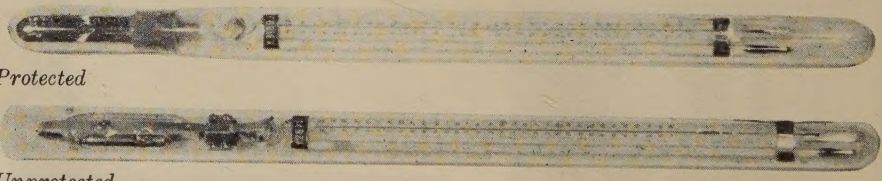
営業品目

小野式自記流速計　自記水位計
土圧計　フース型検潮器
遠隔指示水位計
自記波高計　自記波圧計
階段抵抗式波高計　その他海洋観測諸計器

協和商工株式会社

東京都豊島区椎名町1丁目1804番地
電話 (951) 1858・8147番

REVERSING THERMOMETER



Protected

Unprotected

Patented parallax-free back scale, opal glass back sheath enable precise measurements.
Write for details

Yoshino Keiki Co.

1-14, NISHIGAHARA KITA-KU
TOKYO JAPAN

Standard Thermometer
Precise Thermometer
Mercury Barometer
Hydrometer

Announcement for foreign members

Beginning from the 1959 fiscal year, namely from April 1, 1959 (Volume 15, No. 1), the annual foreign membership dues of the Oceanographical Society of Japan will be U.S. $ 2.50 (¥ 900).

Please make remittances payable to and send direct to:—

The Oceanographical Society of Japan
c/o Geophysical Institute,
University of Tokyo
Yayoi-cho, Bunkyo-ku
Tokyo, Japan.

Annual dues for foreign members who are now in Japan and wish to receive the Journal at their present addresses in Japan will be ¥ 600.

昭和33年12月の役員会において，昭和 34 年度より日本人会員で目下，外国にあり雑誌を自分が現在いるところに送つてもらいたいものの会費を米貨2ドル50セント（邦貨900円）に改訂することが決められましたので御承知下さい。なお在外日本人で雑誌の留守宅送付を希望する向の会費は在来通り600円です。

昭和 36 年 12 月 15 日 印刷
昭和 36 年 12 月 30 日 発行　日本海洋学会誌　第 17 巻 第 4 号

定価 ¥200　送料 ¥40

編集者　菱田耕造

発行者　日本海洋学会
東京大学理学部地球物理学教室内
東京都文京区弥生町
振替番号：東京 173123

印刷所　株式会社 国際文献印刷社
東京都新宿区山吹町184

JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN

BOARD OF EDITORS

Editor-in-Chief	Kozo HISHIDA	Meteorological Research Institute
Assistant Editors	Michihei HOSHINO	Hydrographic Office
	Shun-ei ICHIMURA	Tokyo University of Education
	Kinjiro KAJIURA	University of Tokyo
	Yoshimi MORITA	Tokyo University of Fisheries
	Tosio NAN'NITI	Meteorological Research Institute
	Yoshio SUGIURA	Meteorological Research Institute
	Michitaka UDA	Tokyo University of Fisheries
	Sanae UNOKI	Meteorological Research Institute

* * *

The JOURNAL OF THE OCEANOGRAPHICAL SOCIETY OF JAPAN is a medium for the publication of original paper in oceanography and closely allied fields. It is published quarterly by the Oceanographical Society of Japan. The annual dues for the types of membership available in the Society are: Domestic Member ¥600, Oversea Member $2.50 (¥900), and Sustaining Member ¥5000. The subscription price of the Journal is ¥800 per year to nonmembers. Foreign subscription carry an additional charge for postage $1.00 (or equivalent amount in Japanese currency according to the prevailing official rate of exchange).

Subscribers are requested to make remittance payable to the Oceanographical Society of Japan. Subscription orders, claims for missing numbers, change of address, and other business correspondence should be addressed to the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, University of Tokyo, Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.

* * *

Information for contributors

1. Authors must be, in principle, members of the Oceanographical Society of Japan, but there is no objection if co-authors are non-members.
2. The date of receipt of a manuscript is when the editorial board receives it. The manuscript should be one which has been read at an open meeting and has not been printed elsewhere. The reading of the manuscript at an annual or a monthly meeting of the Oceanographical Society of Japan is desirable. The manuscript should be provided with the date, the name and the place of the meeting at which it was read. Every manuscript should be sent *directly* to **the Oceanographical Society of Japan, c/o Geophysical Institute, the University of Tokyo; Yayoi-cho, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.**
3. All contributions to the Journal should be written in Japanese or in occidental languages. In the latter case, English language is desirable.
4. The manuscript must be clear and brief, and its length should not exceed **12** pages when printed in the Journal. This nearly corresponds to 30 double-spaced typewritten pages including figures and tables. The author is requested to pay page charges ($5.00 per page) necessary for printing the **exceeded** pages. All manuscripts should be prepared with special attention to following articles.
   (a) All manuscripts should be typewritten with double-space.
   (b) Title, author's name and affiliation are required at the beginning of each manuscript.
   (c) Each figure must be drawn in black ink or Indian ink for direct photographic reproduction. The original drawing, particularly characters and symbols for the lettering of illustrations, should be large enough to remain clearly legible when reduced.
   (d) Figures and tables should be confined to necessary ones. The author might be requested to pay charges necessary for printing them when they are particular.
   (e) Each figure and table must be provided with an adequate legend.
   (f) Mathematical formulae in the manuscript should be written clearly with a wide space above and below each character.
   (g) References should be grouped at the end of the paper and arranged alphabetically by authors' name. Ex. SHINKAI, TARO (1960): On the fluctuation of the Kuroshio. Jour. Oceanogr. Soc., Japan, **16** (5), 250–260
5. The editorial board of the Journal might revise or request the author to revise the submitted manuscript. A manuscript which is against the above mentioned articles will not be accepted. The author must read, in principle, the galley proof.
6. The author (or authors) of each article will receive a total of 50 *free* reprints (with covers). Additional reprints with or without covers may be ordered by authors when galley proofs are returned at the cost of printing (including postage).
7. The scheduled date of publication of each number of the Journal are as follows:
   No. 1 Mar. 31, No. 2 Jun. 30, No. 3 Sep. 30, No. 4 Dec. 31